

MIGUEL ROMÃO PONTES XAVIER

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DA AERODINÂMICA INTERIOR DE  
UM MODELO LABORATORIAL DE CÂMARA DE COMBUSTÃO**

Dissertação apresentada na Faculdade de  
Ciências e Tecnologia da Universidade  
Nova de Lisboa para a obtenção do grau  
de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: prof. Daniel Vaz  
Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial  
Secção de Mecânica de Fluidos e Termodinâmica Aplicada  
Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial  
Faculdade de Ciências e Tecnologia  
Universidade Nova de Lisboa

LISBOA  
2011

## **Agradecimentos**

Ao prof. Daniel Vaz, pela sua grande disponibilidade e empenho neste Projecto.

A todos os que me apoiaram na realização deste trabalho, pela motivação que me deram.

Aos colegas que me acompanharam no percurso académico, pelos momentos que sempre recordarei.

## Resumo

Este trabalho contribui com o estudo não reactivo da aerodinâmica interna de um modelo de câmara de combustão cilíndrica.

Desenvolveu-se a instalação para testar o modelo procurando garantir simetria do escoamento, condições de fronteira bem definidas e caudais com significado em engenharia. A caracterização do escoamento foi feita através da localização de pontos (ou linhas) singulares – o centro da zona de recirculação, o ponto de fecho da recirculação e o ponto de velocidade máxima de retorno. Utilizaram-se diversas sondas de pressão: tubos de Pitot e sonda de pressão estática.

A dimensão dos tubos de Pitot teve de ser mantida pequena de modo a diminuir efeitos intrusivos. No entanto, decorre daí que são estruturas flexíveis, sujeitas aos elevados gradientes de velocidade deste escoamento particular (tipicamente na ordem de  $10^3 \text{ s}^{-1}$ ), ocorrendo a possibilidade de ressonância com a frequência da passagem de vórtices ao medir na camada de corte do escoamento. Assim, caracterizaram-se dinamicamente várias soluções construtivas de tubo de Pitot com recurso à ferramenta *Ansys Multiphysics*. Concluiu-se não ser possível elevar as primeiras frequências naturais para valores acima da frequência de passagem de vórtices, sem entrar em conta com os efeitos intrusivos da sonda.

Os resultados experimentais obtidos são suficientemente precisos e detalhados para permitir a validação de modelos numéricos.

## Abstract

This work contributes with the non-reactive study of the internal aerodynamics of a model of cylindrical combustion chamber.

The installation to test the model was developed while ensuring flow symmetry, well-defined boundary conditions and flow with engineering significance. The flow was characterized by locating singular points (or lines) – the center of the recirculation zone, the closing point of the recirculation and the point of maximum return velocity. Various pressures probes were used, in particular Pitot tubes and a static pressure probe.

The dimension of the Pitot tubes had to be kept small in order to reduce intrusive effects. However, it follows that they are flexible structures, subject to high velocity gradients in this particular flow (typically in the order of  $10^3 \text{ s}^{-1}$ ), where the possibility of resonance with the frequency of passing vortices, while measuring in the shear layer of the flow, occurs. Thus, several constructive solutions for the Pitot tube were dynamically characterized using the *Ansys Multiphysics* simulation tool. It was concluded that it was not possible to raise the first natural frequencies to values above the frequency of passing vortices while disregarding the probe's intrusive effects.

The experimental results are sufficiently precise and detailed to enable the validation of numerical models.

## Nomenclatura

$a$  - origem virtual do jacto [m]  
 $A$  - constante do jacto  
 $B$  - constante adimensional  
 $c$  - velocidade local [m/s]  
 $CFd$  – factor de correcção da densidade  
 $d$  - comprimento do cone potencial do jacto [m]  
 $d$  – diâmetro [m]  
 $dA$  - elemento infinitesimal de área  
 $d_{corr}$  - densidade do ar corrigida  
 $d_{haste}$  - diâmetro exterior da haste perpendicular ao eixo do jacto [m]  
 $d_n$  – diâmetro do injector [m]  
 $d_0$  – diâmetro do injector [m]  
 $dp$  – diferencial de pressão [Pa]  
 $dV$  – gradiente de velocidade  
 $dy$  – variação na coordenada  $y$  [m]  
 $D$  – diâmetro [m]  
 $exp$  – exponencial  
 $f$  – factor de atrito  
 $f$  – frequência [Hz]  
 FCT-UNL – Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa  
 FLOX – ver (Vaz, 2007)  
 $g$  - constante gravitacional [m/s<sup>2</sup>]  
 $G$  - gravidade específica ideal  
 $h_{câmara}$  – altura [mm]  
 $h_{kPa}$  – pressão dinâmica [kPa]  
 $Hz$  – hertz  
 I.D. – diâmetro interior [m]  
 $k$ - coeficiente de jacto livre  
 $k$  - constante adimensional  
 kgf/m<sup>2</sup> – kilograma força por metro quadrado  
 $k_{Pitot}$  - constante do tubo de Pitot  
 $Kv$  – taxa de recirculação  
 $K$  – kelvin  
 $K_0$  - coeficiente de jacto livre  
 $L$  – comprimento [m]  
 $L_e$  - comprimento da região de entrada [m]  
 $m$  – metro  
 $m^2$  – metro quadrado  
 $m^3/s$  – metro cúbico por segundo  
 $\dot{m}_{ar}$  - caudal mássico de ar injectado [kg/s]  
 $\dot{m}_{comb}$  - caudal mássico de combustível injectado [kg/s]  
 $\dot{m}_e$  - caudal de massa arrastada [kg/s]  
 $mm$  – milímetro  
 $\dot{m}_0$  - caudal de massa do jacto [kg/s]  
 $\dot{m}_{rec}$  – caudal mássico de produtos recirculados [kg/s]  
 $m/s$  – metro por segundo  
 $n$  - normal ao plano

$n$  – expoente dependente do factor de atrito  
 $N_2O$  – protóxido de azoto  
 $NO$  – monóxido de azoto  
 $NO_2$  – dióxido de azoto  
 $NO_x$  – óxidos de azoto  
 $O_2$  – oxigénio molecular  
 $O_3$  – ozono  
 $OH$  – radical hidroxilo  
 $p_0$  - pressão total em 0 [Pa]  
 $p_s$  - pressão total em S [Pa]  
 $Pa$  – pascal  
 $P_B$  - pressão barométrica [kPa]  
 $P_S$  - pressão parcial do vapor de água à temperatura  $T_K$  [kPa]  
 $PVC$  – policloreto de vinilo  
 $Q$  - caudal volúmico [ $m^3/s$ ]  
 $r$  – raio [mm]  
 $r_{0,5U}$  - do raio para o qual a velocidade axial é metade da velocidade na linha de eixo [mm]  
 $R$  – raio [mm]  
 $Re$  – número de Reynolds  
 $Re_d$  - número de Reynolds diametral  
 $R_H$  – humidade relativa [%]  
 $s$  –segundo  
 $St$  - número de Strouhal  
 $T_K$  - temperatura absoluta [K]  
 $u$  – velocidade [m/s]  
 $U$  - velocidade para  $y = \delta$  [m/s]  
 $U_m$  –velocidade axial na coordenada  $X$  [m/s]  
 $U_0$  – velocidade axial à saída do injector [m/s]  
 $U_X$  – componente axial da velocidade no ponto  $(r, X)$  [m/s]  
 $U_{z,CL}$  - velocidade axial do jacto [m/s]  
 $v$  – velocidade [m/s]  
 $v.r.$  – velocidade (máxima) de retorno [m/s]  
 $V$  – velocidade [m/s]  
 $V_n$  - velocidade normal [m/s]  
 $X$  - coordenada axial do jacto [m]  
 $y$  – coordenada axial [mm]  
 $z$  – altura [mm]  
 $z.f.$  – zona de fecho da recirculação  
 $z_0$  - cota em 0 [mm]  
 $z.r.$  – zona de recirculação  
 $z_s$  - cota em s [mm]  
 $Zo$  – factor de compressibilidade do gás  
  
 $^\circ$  - grau  
 $^\circ C$  – grau Celsius  
 $\delta$  – deslocamento do centro geométrico [m]  
 $\delta$  - espessura no final da camada turbulenta [m]  
 $\Delta p$  – variação de pressão [Pa]  
 $\zeta$  - coeficiente de perda de carga  
 $\lambda$  – parâmetro lambda – coeficiente de excesso de ar

$\varnothing$  – diâmetro [mm]

$\rho$  - massa volúmica [kg/m<sup>3</sup>]

$\tau_{Pitot}$  - constante de compressão do gás

$\tau_w$  – tensão de corte [Pa]

## Índice

|  |      |
|--|------|
| Agradecimentos .....                                   | II   |
| Resumo.....  | III  |
| Abstract .....   | IV   |
| Nomenclatura.....                                      | V    |
| Índice .....   | VIII |
| Lista de figuras .....                                 | X    |
| Lista de tabelas.....                                  | XIII |
| Capítulo 1 – Introdução.....                           | 1    |
| 1.1 Motivação.....                                     | 1    |
| 1.2 Os Óxidos de Azoto .....                           | 2    |
| 1.3 A Combustão sem Chama Visível .....                | 3    |
| 1.4 Os Jactos e o Efeito de Arrastamento .....         | 6    |
| 1.5 Contribuições do Presente Trabalho .....           | 10   |
| Capítulo 2 – O Modelo Experimental .....               | 12   |
| 2.1 Introdução .....                                   | 12   |
| 2.2 O Compressor.....                                  | 13   |
| 2.2.1 Caudal Volúmico.....                             | 13   |
| 2.2.2 Ponto de Funcionamento .....                     | 19   |
| 2.3 O modelo do Queimador .....                        | 20   |
| Capítulo 3 – As Sondas de Pressão.....                 | 30   |
| 3.1 Introdução .....                                   | 30   |
| 3.2 Medição da velocidade .....                        | 31   |
| 3.2.1 O Tubo de Prandtl .....                          | 31   |
| 3.2.2 A Sonda de Pressão Estática.....                 | 33   |
| 3.2.3 O Tubo de Pitot .....                            | 34   |
| 3.3 O Modelo Dinâmico do Tubo de Pitot.....            | 39   |
| 3.3.1 As fontes da vibração .....                      | 39   |
| 3.3.2 Modelação do tubo de Pitot em <i>Ansys</i> ..... | 41   |



|  |     |
|--|-----|
| 3.3.3 Modelação de diferentes configurações do tubo de Pitot em <i>Ansys</i> ..... | 44  |
| Capítulo 4 – Caracterização da aerodinâmica interior do modelo .....               | 51  |
| 4.1 A montagem experimental .....  | 51  |
| 4.2 Verificação da simetria do escoamento .....                                    | 54  |
| 4.3 Determinação do centro de recirculação.....                                    | 55  |
| 4.4 Determinação do fecho da zona de recirculação.....                             | 69  |
| 4.5 Determinação da velocidade máxima de retorno .....                             | 71  |
| 4.6 Perfil de velocidade à altura do centro de recirculação.....                   | 76  |
| 4.7 Determinação do caudal volúmico injectado.....                                 | 78  |
| 4.8 Determinação da velocidade máxima de injeção.....                              | 80  |
| 4.9 Erro de medição devido à vibração.....   | 82  |
| 4.10 Comparação com resultados numéricos.....                                      | 83  |
| Capítulo 5 - Conclusão.....  | 88  |
| 5.1 Conclusões principais e sugestões para trabalho futuro .....                   | 88  |
| Anexo I - script Matlab “Integração do Perfil de Velocidades” .....                | 91  |
| Anexo II – Propriedades Sikablock m650 (cortesia Rebelco, Lda.) .....              | 92  |
| Anexo III – desenhos técnicos – Modelo do Queimador .....                          | 93  |
| Anexo IV – Resultados para diversas configurações da sonda .....                   | 95  |
| Bibliografia .....   | 105 |

## Lista de figuras

|  |    |
|--|----|
| Figura 1.1 – modelo proposto para estudo.....  | 1  |
| Figura 1.2 – efeito de recirculação.....   | 4  |
| Figura 1.3 - diagrama combustão sem chama visível (traduzido de <i>Wünnig, 1997</i> ) .....  | 5  |
| Figura 1.4 – regiões de um jacto livre (traduzido de <i>El-Mahallawy, Habik, 2002</i> ) .....  | 7  |
| Figura 1.5 – determinação da origem virtual ( <i>El-Mahallawy, Habik, 2002</i> ) .....   | 8  |
| Figura 1.6 – regiões de um jacto de parede ( <i>El-Mahallawy, Habik, 2002</i> ) .....  | 9  |
| Figura 1.7 – escoamento com zona de recirculação .....   | 11 |
| Figura 2.1 - protótipo do conjunto modelo/compressor .....   | 13 |
| Figura 2.2 – vector velocidade .....   | 14 |
| Figura 2.3 – aproximação ao perfil de velocidades.....   | 15 |
| Figura 2.4 – aproximação ao perfil de velocidades (caudal máximo) .....  | 16 |
| Figura 2.5 – sobreposição perfil experimental / teóricos .....   | 18 |
| Figura 2.6 – forma esperada para a curva de funcionamento do compressor.....   | 19 |
| Figura 2.7 – aproximação às curvas de funcionamento compressor / instalação .....  | 20 |
| Figura 2.8 – modelo proposto para estudo.....  | 21 |
| Figura 2.9 – gráfico da evolução do caudal com a área de injeção.....  | 23 |
| Figura 2.10 – gráfico da evolução da velocidade de injeção com a área de injeção .....   | 23 |
| Figura 2.11 – gráfico da evolução do produto da velocidade de injeção pelo diâmetro equivalente com a área de injeção.....             | 24 |
| Figura 2.12 – gráfico da evolução do quociente entre o diâmetro do injector e a velocidade de injeção com o diâmetro do injector ..... | 25 |
| Figura 2.13 – modelos do queimador (projectados por Vaz).....  | 26 |
| Figura 2.14 – modelo construído .....  | 28 |
| Figura 2.15 – ligação do modelo ao compressor .....  | 29 |
| Figura 3.1 – tubo de Prandtl.....  | 31 |
| Figura 3.2 – influência do ângulo do tubo de Prandtl no erro da medição (traduzido de <i>White 1999</i> ).....                         | 32 |
| Figura 3.3 – dimensões tubos de Prandtl segundo NPL Inglaterra ( <i>Durtz, 2008</i> ) .....  | 32 |
| Figura 3.4 – dimensões de um orifício estático ( <i>Durtz, 2008</i> ) .....  | 33 |
| Figura 3.5 – sonda de pressão estática ( <i>Durtz, 2008</i> ) .....  | 33 |
| Figura 3.6 – exemplos de tubos de Pitot ( <i>Vaz, 2007</i> ).....  | 34 |
| Figura 3.7 – tubo de Pitot para direcções de escoamento até 45° (traduzido de <i>Durtz, 2008</i> ) .....                               | 34 |
| Figura 3.8 – relação d/D para tubos de Pitot (traduzido de <i>Bryer, Pankhurst, 1917</i> ).....  | 35 |
| Figura 3.9 – medição com tubo de Pitot – efeito de deslocamento ( <i>Raju, Porey, Asawa, 1996</i> ).....                               | 36 |
| Figura 3.10 – vectores de velocidade – efeito de deslocamento ( <i>Raju, Porey, Asawa, 1996</i> ) .....                                | 36 |
| Figura 3.11 – configurações normalizadas para a ponta de um tubo de Prandtl (traduzido de <i>Klopfenstein, 1998</i> ).....             | 38 |
| Figura 3.12 – tubo de Pitot utilizado .....  | 41 |
| Figura 3.13 – discretização do tubo de Pitot em elementos finitos .....  | 41 |
| Figura 3.14 - 1º modo de vibração.....   | 42 |
| Figura 3.15 - 2º modo de vibração.....   | 42 |
| Figura 3.16 - 3º modo de vibração.....   | 42 |

|  |    |
|--|----|
| Figura 3.17 - 4º modo de vibração .....  | 42 |
| Figura 3.18 - 5º modo de vibração.....   | 43 |
| Figura 3.19 - 6º modo de vibração .....  | 43 |
| Figura 3.20 – gráfico das frequências naturais do tubo de Pitot de latão .....                   | 43 |
| Figura 3.21 – gráfico das frequências naturais do tubo de Pitot em aço.....                      | 45 |
| Figura 3.22 – gráfico das frequências naturais do tubo de Pitot em fibra de carbono .....        | 46 |
| Figura 3.23 – tubos de Pitot utilizados (lado esquerdo - latão; lado direito - aço e latão)..... | 47 |
| Figura 3.24 – discretização do tubo em elementos finitos .....                                   | 48 |
| Figura 3.25 – gráfico das frequências naturais para o tubo encastrado.....                       | 49 |
| Figura 3.26 – gráfico das frequências naturais para o Pitot 11.....                              | 50 |
| Figura 4.1 – montagem experimental.....  | 51 |
| Figura 4.2 – Apoios do compressor .....  | 51 |
| Figura 4.3 – peça de transição.....  | 52 |
| Figura 4.4 – elemento flexível.....  | 52 |
| Figura 4.5 – canalização e transições de secção .....  | 53 |
| Figura 4.6 – mecanismo de atravessamento .....   | 53 |
| Figura 4.7 – atravessamento radial à coordenada $h=186\text{mm}$ .....                           | 55 |
| Figura 4.8 – atravessamentos radiais para obtenção de perfis de pressão válidos.....             | 56 |
| Figura 4.9 – atravessamentos radiais à coordenada $h=252,9\text{mm}$ .....                       | 57 |
| Figura 4.10 - atravessamentos axiais para obtenção de perfis de pressão válidos .....            | 58 |
| Figura 4.11 - atravessamentos axiais no raio $r=44\text{mm}$ .....                               | 59 |
| Figura 4.12 – atravessamentos radiais à coordenada $h=190\text{mm}$ .....                        | 60 |
| Figura 4.13 – atravessamentos axiais no raio $r=32,3\text{mm}$ .....                             | 61 |
| Figura 4.14 – atravessamentos axiais no raio $r=39,7\text{mm}$ .....                             | 62 |
| Figura 4.15 – atravessamentos radiais para a coordenada $h=185\text{mm}$ .....                   | 63 |
| Figura 4.16 – trajecto seguido até se obter convergência.....                                    | 64 |
| Figura 4.17 – atravessamentos radiais à coordenada $h=183\text{mm}$ .....                        | 65 |
| Figura 4.18 – atravessamentos radiais à coordenada $h=185\text{mm}$ .....                        | 66 |
| Figura 4.19 – atravessamentos radiais à coordenada $h=187\text{mm}$ .....                        | 67 |
| Figura 4.20 – atravessamentos radiais à coordenada $h=189\text{mm}$ .....                        | 68 |
| Figura 4.21 – fecho da zona de recirculação.....   | 69 |
| Figura 4.22 – atravessamento para localização da zona de fecho da recirculação .....             | 70 |
| Figura 4.23 – atravessamento radial à coordenada $h=186\text{mm}$ .....                          | 72 |
| Figura 4.24 – atravessamento axial no raio $50,5\text{mm}$ .....                                 | 73 |
| Figura 4.25 – atravessamento radial para a coordenada $h=216\text{mm}$ .....                     | 73 |
| Figura 4.26 – atravessamento axial para o raio $r=55\text{mm}$ .....                             | 74 |
| Figura 4.27 – atravessamento radial para a coordenada $h=225\text{mm}$ .....                     | 74 |
| Figura 4.28 – atravessamento axial para o raio $r=56\text{mm}$ .....                             | 75 |
| Figura 4.29 – atravessamento axial para o raio $r=56\text{mm}$ .....                             | 76 |
| Figura 4.30 – perfil de velocidades à altura do centro de recirculação .....                     | 77 |
| Figura 4.31 – alongamento do toróide de recirculação .....                                       | 78 |
| Figura 4.32 – perfil teórico de velocidades no interior do tubo de PVC.....                      | 79 |
| Figura 4.33 – perfil de velocidades à saída do tubo do queimador .....                           | 80 |
| Figura 4.34 – atravessamento axial de pressão total.....   | 81 |

|   |    |
|---|----|
| Figura 4.35 – atravessamento axial de pressão estática.....   | 81 |
| Figura 4.36 – perfil de velocidades .....   | 82 |
| Figura 4.39 – perfis radiais à altura do centro de recirculação com tubos de Pitot de latão e aço/latão ..... | 83 |
| Figura 4.40 – desvios para as coordenadas do centro de recirculação .....                                     | 85 |
| Figura 4.41 – desvios para a altura de fecho da recirculação .....  | 86 |
| Figura 4.42 – desvios para as coordenadas e valor da velocidade máxima de retorno .....                       | 87 |

## Lista de tabelas

|   |    |
|---|----|
| Tabela 2.1 – velocidades para o modelo reactivo.....                      | 21 |
| Tabela 3.1 – frequências naturais tubo de Pitot de latão .....            | 42 |
| Tabela 3.2 – frequências naturais tubo de Pitot em aço .....              | 45 |
| Tabela 3.3 – frequências naturais tubo do Pitot em fibra de carbono ..... | 45 |
| Tabela 3.4 – frequências naturais do tubo de aço .....                    | 48 |
| Tabela 4.2 – comparação resultados experimentais e numéricos.....         | 84 |

## Capítulo 1 – Introdução

### 1.1 Motivação

O tema “Caracterização Experimental da Aerodinâmica Interior de um Modelo Laboratorial de Câmara de Combustão” foi proposto como parte integrante do projecto financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia - *Técnicas Numéricas e Experimentais Avançadas para a Análise de Fenómenos de Combustão sem Chama Visível* (ref. PTDC/EME-MFE/102997/2008), tendo como objectivo o estudo fundamental do regime de combustão sem chama visível.

O Instituto Superior Técnico (coordenador do projecto) propôs um modelo de câmara de combustão (*figura 1.1*), do qual pretendia caracterizar-se a aerodinâmica interna. A Faculdade de Ciências e Tecnologia contribuiu para este objectivo realizando o estudo experimental em condições não reactivas.

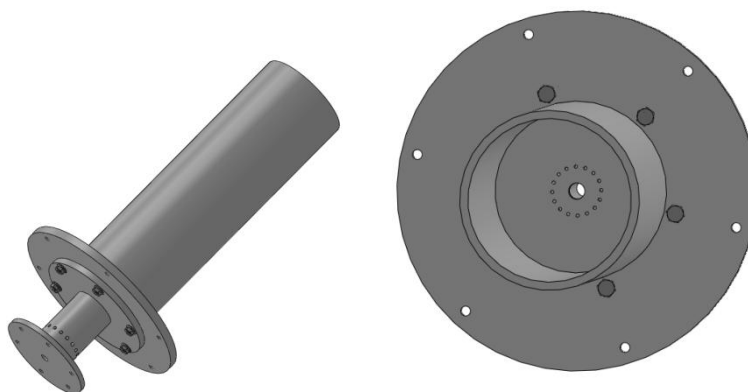


Figura 1.1 – modelo proposto para estudo

A grande vantagem da aplicação do regime de combustão sem chama visível, uma tecnologia relativamente recente, consiste na redução da emissão de poluentes, nomeadamente óxidos de azoto, e tornar o progresso tecnológico sustentável do ponto de vista ambiental é a motivação mais

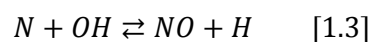
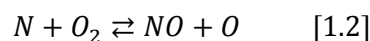
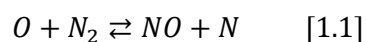
abrangente para a presente dissertação. Os resultados experimentais obtidos nesta dissertação têm como objectivo a validação de modelos de turbulência adequados ao tipo de escoamento considerado, com zona de recirculação.

## 1.2 Os Óxidos de Azoto

A redução das emissões de óxidos de azoto é uma das principais vantagens do modo de combustão sem chama visível, revelando-se importante, no contexto deste estudo, o conhecimento dos mecanismos de formação destas espécies químicas. Autores como *Bowman*, *Fenimore* e *Zeldovich*, entre outros, constituem as referências fundamentais a este nível.

O termo óxidos de azoto (NO<sub>x</sub>) refere-se às espécies químicas monóxido de azoto (NO) e dióxido de azoto (NO<sub>2</sub>). A formação e transformações ocorridas pelos óxidos de azoto na atmosfera são descritas na literatura através de quatro mecanismos: mecanismo térmico (ou mecanismo estendido de Zeldovich), mecanismo imediato, mecanismo de combustível e mecanismo intermédio de N<sub>2</sub>O.

No mecanismo térmico, a formação de NO dá-se a temperaturas superiores a 1800 K, na zona posterior à chama, podendo ser descrito através das equações:



Este mecanismo tem uma grande dependência da temperatura de combustão, sendo necessário valores elevados para dissociar o azoto molecular, pois este apresenta uma ligação covalente tripla. Também se verifica, apesar de a uma escala menor, uma dependência da concentração de oxigénio. Dos modos referidos, este é o mais importante para a formação do poluente no regime de combustão convencional, onde se verificam elevados gradientes de temperatura, sendo também o que ocorre a maior escala.

O mecanismo imediato ocorre na fase inicial da combustão, dando-se na zona da chama. No mecanismo do combustível, o azoto ligado às moléculas de combustível é oxidado, formando NO. O mecanismo intermédio de N<sub>2</sub>O é característico em situações de baixa temperatura na zona de

reação. Na atmosfera, através de reacções com  $O_2$  e  $O_3$ , o NO formado através dos mecanismos acima descritos pode dar origem a  $NO_2$ , e reciprocamente.

Os poluentes podem ser classificados como poluentes primários ou secundários. Os poluentes primários são aqueles que são emitidos directamente para a atmosfera, enquanto os poluentes secundários são formados por reacções químicas ou fotoquímicas dos poluentes primários na atmosfera, expostos à luz solar. O NO é um exemplo de poluente primário, e o  $NO_2$  de um poluente secundário. Existem poluentes que tanto são primários como secundários, como por exemplo o  $NO_2$ , que pode também ser emitido directamente para a atmosfera.

Os óxidos de azoto são directa e indirectamente prejudiciais para a saúde, sendo introduzidos no organismo a nível do aparelho respiratório. O NO, quando inalado, liga-se fortemente à hemoglobina, diminuindo a capacidade desta de transportar oxigénio (Vaz, 2007). O  $NO_x$  reage com outros poluentes (hidrocarbonetos) pela incidência da luz solar, criando o “*smog* fotoquímico”, que contém gases que causam irritações ao sistema respiratório quando inalados em elevadas concentrações. Uma exposição prolongada a estes poluentes pode levar a doenças pulmonares, neurológicas e cardio-vasculares.

Sabe-se que as emissões de  $NO_x$  têm vindo a aumentar desde a segunda metade do século XIX (Glassman, Yetter, 2008). Apesar de existirem importantes fontes naturais de  $NO_x$ , o aumento da sua concentração na atmosfera é devido à actividade humana, nomeadamente a que envolve a combustão de matérias fósseis e biomassas. Este aumento reporta à crescente industrialização e massificação do motor de combustão.

Actualmente já se verifica uma grande tendência para a redução das emissões de  $NO_x$ , resultado de uma tomada de consciência a nível ambiental. A existência de legislação específica e protocolos ambientais são contributivos importantes para tal facto. O regime de combustão sem chama visível apresenta um grande passo no sentido da redução das emissões de óxidos de azoto, e importa perceber como este se processa, tendo em conta os mecanismos de formação de  $NO_x$  descritos.

### 1.3 A Combustão sem Chama Visível

O modo de combustão sem chama visível foi inicialmente descrito por Wüning na aplicação a fornalhas de gás. Este regime caracteriza-se por, além de ocorrer sem uma frente de chama visível, apresentar baixos níveis de emissão de óxidos de azoto.



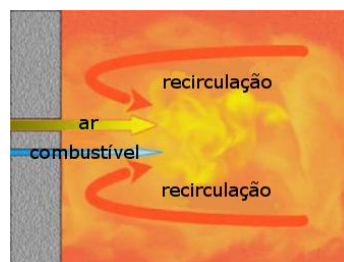
Este modo de combustão pode ser detectado pela ausência de uma frente de chama, através da medição dos comprimentos de onda presentes na câmara de combustão ou pela determinação da concentração de radicais OH (cuja presença se verifica, no regime de combustão convencional, na frente de chama).

Duas condições essenciais para a obtenção deste modo de combustão são a diluição dos reagentes e o fornecimento de entalpia, de forma a garantir a sustentação da reacção. Na combustão convencional, a reacção concentra-se na frente de chama, implicando a ocorrência de picos de temperatura junto a esta. Dado o tempo de permanência suficiente, estes picos de temperatura contribuem para a formação de NO pelo mecanismo térmico. Uma maneira de evitar os picos de temperatura é através da diluição dos reagentes.

A diluição dos reagentes pode ser conseguida através da recirculação de produtos da reacção (*figura 1.2*), que se irão comportar como inertes. A extensão do efeito de recirculação pode ser medida pela taxa de recirculação:

$$K_V = \frac{\dot{m}_{\text{rec}}}{\dot{m}_{\text{comb}} + \dot{m}_{\text{ar}}} \quad [1.4]$$

sendo  $\dot{m}_{\text{rec}}$  o caudal mássico de produtos recirculados,  $\dot{m}_{\text{comb}}$  o caudal mássico de combustível e  $\dot{m}_{\text{ar}}$  o caudal mássico de ar injectado.



**Figura 1.2 – efeito de recirculação**

Wünning avaliou a estabilidade da combustão em fornalhas, em função da taxa de recirculação e da temperatura, obtendo o seguinte diagrama:

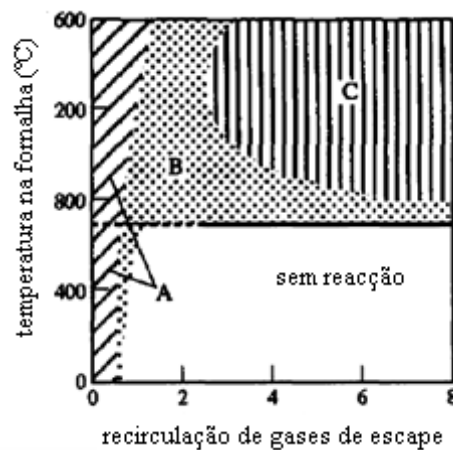


Figura 1.3 - diagrama combustão sem chama visível (traduzido de Wüning, 1997)

A zona A é referente a chamas convencionais, a zona B uma zona de instabilidade e a zona C corresponde ao regime sem chama visível. As diferentes zonas não devem ser interpretadas como tendo uma delimitação rigorosa.

Relativamente a este diagrama podem ser realizadas importantes observações. Para baixas taxas de recirculação, o regime de combustão observado é o convencional - a temperatura na frente de chama eleva-se para perto da temperatura de chama adiabática, e a estabilização da chama garante uma reacção constante e controlada. Existe um regime de combustão instável para taxas de recirculação moderadas. Estas instabilidades verificam-se, por exemplo, com o “levantamento” da chama. No entanto, para taxas de recirculação mais elevadas, a reacção estabiliza, apesar de não se verificar visualmente a ocorrência de uma chama - regime de combustão sem chama visível. Adicionalmente observa-se que, a partir de uma determinada taxa de recirculação, a reacção só é possível para temperaturas superiores a um determinado patamar – a temperatura de auto-ignição da mistura dos reagentes.

No regime de combustão sem chama visível, a diluição dos reagentes permite que a zona de reacção seja distribuída pela câmara de combustão, ao invés de se concentrar na frente de chama. Tal proporciona, para além de uma redução local da concentração de oxigénio, uma distribuição mais homogénea do campo de temperaturas, evitando picos, suprimindo assim a formação de NO via térmica. Ao ocorrer de uma forma mais distribuída, a combustão sem chama visível não é tão exigente a nível estrutural para a câmara de combustão (solicitações térmicas), e verifica-se também que apresenta níveis de ruído inferiores (Vaz, 2007). As restrições ao nível do combustível utilizado são reduzidas, pois não é requerida estabilização de chama. A elevada temperatura requerida para o

regime de combustão sem chama visível é a fonte de entalpia que permite que a reacção prossiga, apesar da dificuldade acrescida imposta pela diluição dos reagentes.

A aplicação da combustão sem chama visível a turbinas de gás verificou-se experimentalmente, no entanto é ainda uma tecnologia relativamente recente. Os princípios desta derivam do conhecimento adquirido para fornalhas. As principais diferenças entre fornalhas e turbinas de gás verificam-se ao nível das pressões de operação, taxa volumétrica de libertação de calor, constrangimentos ao sistema e geometria (Vaz, 2007).

Na câmara de combustão de uma turbina de gás, considerando geometria cilíndrica (tipologia estudada), influem uma série de variáveis relativamente à obtenção do regime de combustão sem chama visível, entre as quais as mais relevantes: riqueza da mistura, velocidade dos jactos de ar / combustível, temperatura na parede da câmara, taxa volumétrica de libertação de calor, pressão, pré-aquecimento do ar e razão comprimento / diâmetro da câmara de combustão. Existe um grande número de possibilidade de combinação destas variáveis, pelo que se torna importante o desenvolvimento de um modelo numérico que as permita avaliar de um modo rápido, a baixo custo e com relativo rigor. A caracterização experimental realizada neste trabalho tem por objectivo poder posteriormente validar, considerando as condições especificadas, determinados modelos numéricos.

A operação de turbinas de gás neste regime inicia-se com a entrada de ar e de combustível na câmara de combustão através de injectores. A diluição dos reagentes necessária ao regime de combustão sem chama visível é obtida através da recirculação de produtos de reacção, sendo esta promovida por arrastamento de fluido através das fronteiras do jacto, como consequência das trocas de quantidade de movimento entre o jacto e o meio circundante. A reacção dá-se sem ocorrer frente de chama, sendo distribuída por todo o volume da câmara de combustão e, como consequência, a formação de NO térmico é extremamente baixa devido à ausência de picos de temperatura e às baixas concentrações de  $O_2$ .

## 1.4 Os Jactos e o Efeito de Arrastamento

A diluição dos reagentes necessária ao regime de combustão sem chama visível é obtida através da recirculação de produtos de reacção. Esta recirculação é promovida por arrastamento de

fluido através das fronteiras do jacto, como consequência das trocas de quantidade de movimento entre o jacto e o meio circundante.

Um jacto, no contexto do tema em estudo, pode ser definido como uma corrente de fluido proveniente de um injector, que é descarregada num espaço em repouso (um pleno) com fronteiras definidas que podem ou não influenciar o comportamento do jacto. Para os pressupostos teóricos apresentados, considera-se neste trabalho que o fluido presente no local de descarga e o que provém do injector são iguais.

Um jacto pode ser considerado turbulento para um número de Reynolds superior a 1000. Neste caso, os escoamentos de jactos presentes serão sempre turbulentos. Consideraram-se dois tipos de jactos neste estudo: o jacto livre (*free jet*) e o jacto de parede (*wall jet*). O jacto livre não sofre influência das fronteiras no local de descarga, enquanto que o comportamento do jacto de parede é influenciado pela presença de uma fronteira, uma parede lateral paralela ao sentido de deslocação do fluido dentro do injector. É evidente que a influência da fronteira é definida pelas distâncias relativas entre esta e o injector, tomando em consideração as dimensões deste.

Num jacto livre, para um sistema de densidade constante, a massa arrastada é dada por (El-Mahallawy, Habik, 2002):

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_0} = 0,32 \frac{X}{d_0} - 1 \quad [1.5]$$

sendo  $\dot{m}_e$  o caudal de massa arrastada e  $\dot{m}_0$  o caudal de massa do jacto.

Considera-se que o jacto livre (*figura 1.4*) se desenvolve ao longo de três regiões, o cone potencial (*potential core*), a região de transição (*transition region*) e a região totalmente desenvolvida (*fully developed region*).

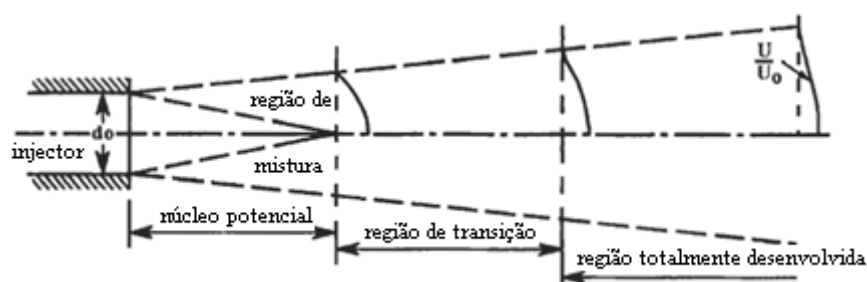


Figura 1.4 – regiões de um jacto livre (traduzido de El-Mahallawy, Habik, 2002)

Imediatamente a jusante do injetor situa-se o cone potencial, no qual a velocidade e concentração do fluido do injetor não se altera. No cone potencial identifica-se uma região de mistura com forma cónica, onde os efeitos do arrastamento se começam a pronunciar devido ao desenvolvimento, fora desta, de uma camada limite livre, na qual a quantidade de movimento e a massa são transferidas perpendicularmente à direcção de escoamento. Verifica-se que o aumento do arrastamento é linear com a distância ao injetor. Na região de mistura, a velocidade é constante ao longo de rectas que se intersectam num ponto, designado origem virtual (figura 1.5).

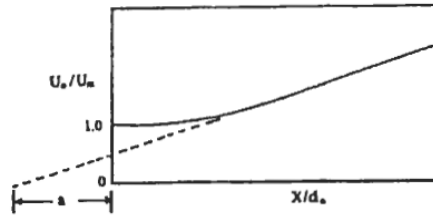


Figura 1.5 – determinação da origem virtual (El-Mahallawy, Habik, 2002)

A região de transição precede a região totalmente desenvolvida, sendo os seus comprimentos de quatro a cinco e oito a dez diâmetros do injetor, respectivamente. As regiões totalmente desenvolvidas de jactos turbulentos apresentam relações gerais para as velocidades (também se verificam na região de transição) (El-Mahallawy, Habik, 2002):

$$\frac{U_m}{U_0} = A \cdot \frac{d_0}{(X + a)} \quad [1.6]$$

em que  $U_0$  é a velocidade axial à saída do injetor,  $U_m$  é a componente axial da velocidade na coordenada  $X$ ,  $d_0$  é o diâmetro do injetor,  $a$  é a origem virtual do jacto e  $A$  uma constante.

O ângulo de abertura do jacto é uma medida da dispersão da quantidade de movimento. O jacto começa a divergir após o cone potencial. Considerando  $r_{0,5U}$  o valor do raio para o qual a velocidade axial é metade da velocidade na linha de eixo, verificam-se as seguintes expressões (El-Mahallawy, Habik, 2002):

$$\frac{r_{0,5U}}{d_0} = 0,21 \left( \frac{X}{d_0} \right)^{0,59} \quad [1.7]$$

para a região de transição, e (El-Mahallawy, Habik, 2002):

$$\frac{r_{0,5U}}{d_0} = 0,084 \left( \frac{X}{d_0} \right) \quad [1.8]$$

para a região totalmente desenvolvida. Esta expressão descreve uma linha recta, na qual o ângulo de divergência é de  $4,8^\circ$ . Então, na região totalmente desenvolvida, o jacto abre conicamente com um ângulo total de abertura de  $9,6^\circ$ .

A distribuição da velocidade axial pode ser descrita para qualquer secção transversal por (El-Mahallawy, Habik, 2002):

$$\frac{U_x}{U_m} = \exp - 0,73 \left( \frac{r}{r_{0,5U}} \right)^{1,75} \quad [1.9]$$

Um jacto de parede (figura 1.6) é influenciado pela presença de uma fronteira paralela à direcção do escoamento dentro do injector. A existência dessa fronteira diminui o efeito de arrastamento. A massa arrastada é dada por (El-Mahallawy, Habik, 2002):

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_0} = 0,242 \left( \frac{X}{d_0} - 0,6 \right) \quad [1.10]$$

para  $\frac{X}{d_0} > 0,6$ .

Tal como no jacto livre, também se considera que este tipo de jacto se desenvolve em três regiões, que adoptam a mesma nomenclatura do primeiro caso: o cone potencial, a região de transição e a região totalmente desenvolvida.

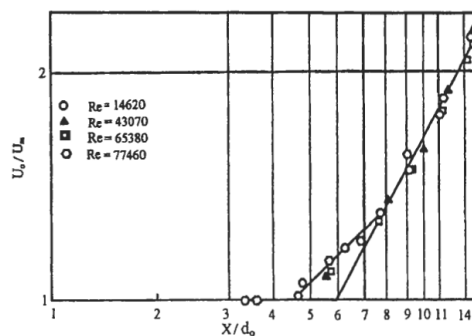


Figura 1.6 – regiões de um jacto de parede (El-Mahallawy, Habik, 2002)

No cone potencial a velocidade axial mantém-se constante, como se pode observar no gráfico da *figura 1.6*.

A região de transição verifica a seguinte relação para as velocidades (*El-Mahallawy, Habik, 2002*):

$$\frac{U_m}{U_0} = 2 \left( \frac{X}{d_0} \right)^{-0,46} \quad [1.11]$$

sendo definida no intervalo  $4,6 \ll X/d_0 \ll 8$ .

Na região totalmente desenvolvida, as velocidades são caracterizadas por (*El-Mahallawy, Habik, 2002*):

$$\frac{U_m}{U_0} = 5,64 \left( \frac{X}{d_0} \right)^{-0,96} \quad [1.12]$$

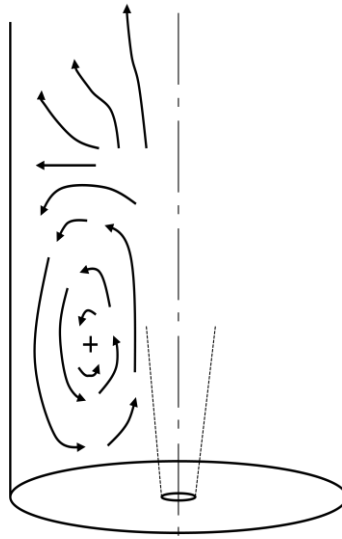
para  $X/d_0 \gg 8$ .

A existência da região de transição e da região totalmente desenvolvida podem ser explicadas por um rápido aumento na intensidade turbulenta devido à extensão da camada de mistura através de toda a secção transversal do jacto, dentro de uma distância de quatro a nove diâmetros do injector desde a saída deste. A partir de uma distância de nove diâmetros do injector, a intensidade turbulenta ainda aumenta, mas a um ritmo menor. O número de Reynolds não influi nos comprimentos das zonas do jacto, como se pode observar no gráfico da *figura 1.6*.

## 1.5 Contribuições do Presente Trabalho

A validação de modelos para análise do regime de combustão sem chama visível deve estar assente nos fundamentos da combustão e da física do escoamento, que se manifestam respectivamente através das reacções químicas e dos efeitos de recirculação.

O estudo experimental visa a caracterização do escoamento dentro da câmara de combustão (*figura 1.7*), nomeadamente através da localização de pontos (ou linhas) singulares – centro da zona de recirculação toroidal, ponto de fecho da zona de recirculação e zona de velocidade máxima de retorno.



**Figura 1.7 – escoamento com zona de recirculação**

Na presente dissertação, a caracterização do escoamento permite contribuir para a determinação dos modelos de turbulência mais representativos, constituindo assim uma das bases para o desenvolvimento de modelos para o regime de combustão sem chama visível.



## Capítulo 2 – O Modelo Experimental

### 2.1 Introdução

O estudo de determinados problemas, por vezes, não é possível recorrendo exclusivamente à via analítica. O estudo experimental tem o objectivo de apresentar resultados obtidos por medição para determinadas situações. A experimentação realizada nesta Dissertação pretende fornecer resultados que contribuam para a determinação de quais os modelos numéricos de turbulência mais representativos do escoamento.

Numa grande maioria de situações, a via experimental directa não se revela a mais simples. Para os objectivos da presente dissertação, o estudo do escoamento em condições reactivas apresentava limitações ao nível de custos, equipamentos e complexidade geral. O mesmo estudo utilizando um modelo não reactivo fornece informação que, adequadamente processada, permite obter os resultados pretendidos.

O trabalho experimental foi realizado no Laboratório de Termodinâmica do Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial da FCT-UNL.

O trabalho foi inicialmente guiado pela informação proveniente da simulação numérica realizada no software Fluent por Vaz, dando indicações relativas à perda de carga esperada através do modelo do queimador. Dado não haverem informações disponíveis, foram realizadas sessões experimentais com vista à determinação das características de funcionamento do compressor centrífugo do laboratório, nomeadamente o seu caudal máximo e curva de funcionamento. Com base nestas informações foi estabelecida a escala e geometria do modelo da câmara de combustão adequadas.

O modelo da câmara de combustão foi incorporado num conjunto (*figura 2.1*) projectado com o objectivo de minimizar as perdas de carga, maximizando a velocidade à entrada do queimador.

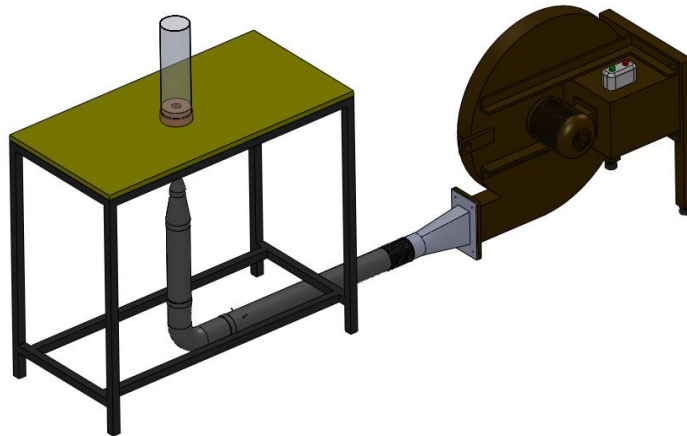


Figura 2.1 - protótipo do conjunto modelo/compressor

Foram efectuadas medições que permitiram determinar a localização de pontos singulares do escoamento, utilizando como referência a topologia dada pela simulação numérica. Esta localização foi realizada utilizando sondas de pressão, nomeadamente tubos de Pitot e sonda de pressão estática.

## 2.2 O Compressor

### 2.2.1 Caudal Volúmico

A medição do caudal volúmico de um fluido pode ser realizada através de instrumentos mecânicos ou instrumentos baseados em perda de carga. No caso da medição através dos últimos, é causada uma obstrução no escoamento que se vai reflectir numa perda de pressão, podendo esta ser relacionada com o caudal – teoria de obstrução de Bernoulli.

O caudal volúmico pode também ser determinado por integração do perfil de velocidades numa secção (*figura 2.2*):

$$Q = \int \vec{V} \cdot d\vec{A} = \int (\vec{V} \cdot \vec{n}) \cdot dA = \int V_n \cdot dA \quad [2.1]$$

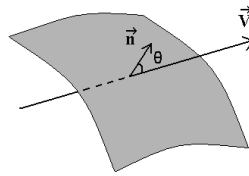


Figura 2.2 – vector velocidade

A determinação do perfil de velocidades pode ser realizada com um tubo de Pitot, registando para determinadas coordenadas os respectivos valores da velocidade. Importa conhecer o tipo de perfil do escoamento no local onde a medição é realizada, de forma a ter uma noção qualitativa dos locais com maiores gradientes de velocidade, onde se devem realizar medições em intervalos menores.

O compressor utilizado para o trabalho experimental fazia parte de uma instalação didática denominada “Laboratory Water Cooling Tower”. Não foi possível encontrar informação relativa ao seu funcionamento. Sendo assim, tornou-se necessário obter uma aproximação à curva real de funcionamento do compressor, de uma forma expedita e fiável.

Determinou-se o caudal volúmico máximo debitado pelo compressor, em descarga para a atmosfera. Este cálculo foi realizado por integração do perfil de velocidades à saída do compressor.

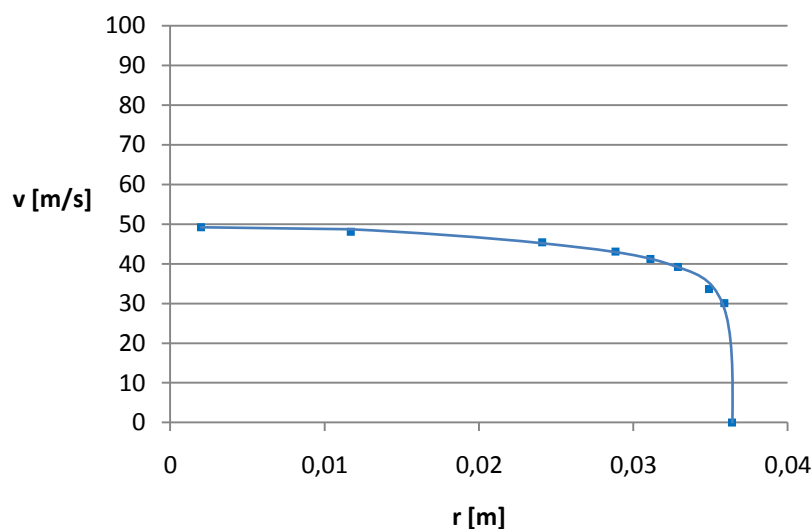
No escoamento no interior de um tubo, para valores elevados do número de Reynolds, o regime é turbulento. O desenvolvimento do perfil de velocidades dá-se numa região de entrada, onde os efeitos viscosos se expandem à região invíscida do escoamento, até se atingir a zona de escoamento totalmente desenvolvido, onde o perfil de velocidades se mantém constante. Para tubos de paredes lisas é possível relacionar o comprimento da região de entrada com o diâmetro do tubo e o número de Reynolds do escoamento:

$$\frac{L_e}{d} \approx 4,4 Re_d^{\frac{1}{6}} \quad [2.2]$$

Esta relação é útil, pois permite determinar se uma medição está a ser realizada na zona de escoamento totalmente desenvolvido. No entanto, na maioria dos casos, verifica-se  $\frac{L}{d} \gg \frac{L_e}{d}$ , logo os efeitos da região de entrada podem ser desprezados. Para o caso em estudo, dado o comprimento do tubo de saída, o perfil de velocidades já se encontrava totalmente desenvolvido, permitindo a

medição de valores de velocidade à saída do tubo de forma a obter uma aproximação ao perfil de velocidades.

Os valores de pressão total medidos com o compressor a debitar o caudal máximo excediam a capacidade de medição do micromanómetro utilizado (*Betz 10433*). Deste modo, as medições de pressão total foram realizadas com o compressor a debitar um caudal inferior ao máximo (a admissão foi parcialmente restringida). Foram efectuadas medições em pontos discretos, tendo em conta a forma esperada do perfil de velocidades turbulento, que permitiram uma aproximação ao mesmo (*figura 2.3*).



**Figura 2.3 – aproximação ao perfil de velocidades**

Foi determinado um perfil de velocidades adimensionalizadas, utilizando o quociente da velocidade pela velocidade máxima.

Com o compressor a debitar um caudal inferior ao máximo, foi medido, na secção de saída, o valor de pressão total no eixo da conduta. Para o ponto homólogo a uma determinada distância da referida secção, foi efectuada semelhante medição. Nesta última localização, foi efectuada outra medição de pressão total, com o compressor em débito máximo. Deste modo, devido à semelhança da forma dos perfis de velocidade (o perfil de velocidades no jacto aproxima-se de uma forma característica, não longe da saída do injector), foi possível relacionar estes valores de velocidade através do modelo de jacto livre (calculando para a região totalmente desenvolvida), obtendo uma aproximação do valor de velocidade máxima esperado na secção de saída, para a situação de caudal

volúmico máximo. Partindo deste valor, e do perfil adimensionalizado, determinou-se uma aproximação ao perfil de velocidades para a situação de caudal volúmico máximo (*figura 2.4*).

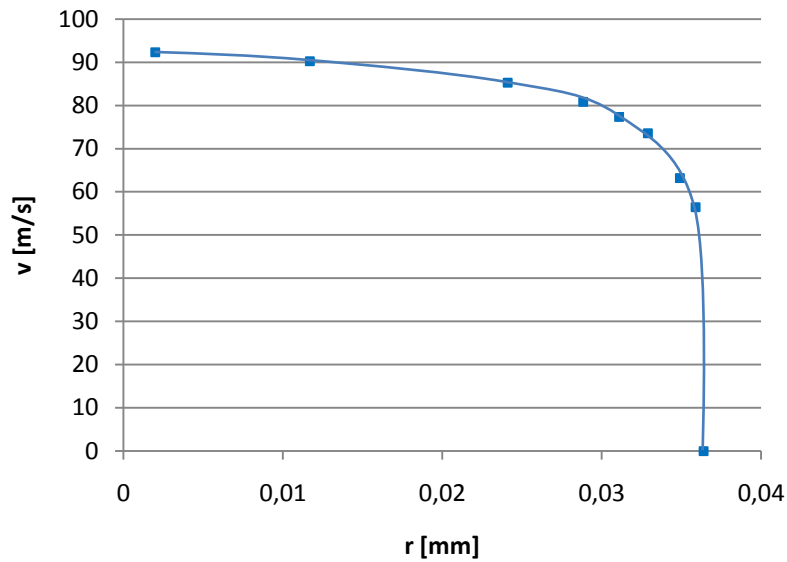


Figura 2.4 – aproximação ao perfil de velocidades (caudal máximo)

A tensão de corte no regime turbulento pode ser interpretada como tendo a contribuição de uma componente laminar e de uma componente turbulenta.

O perfil de velocidades pode ser dividido nas regiões viscosa, de sobreposição e turbulenta. Verifica-se que a tensão de corte laminar é predominante perto da parede, na região viscosa, o que é justificado pela ocorrência de efeitos viscosos. Na camada de sobreposição, os efeitos do corte laminar e turbulento são importantes, enquanto que na camada turbulenta o corte turbulento é predominante.

Considerando  $u$  a componente média da velocidade turbulenta, sendo  $\delta$  a espessura no final da camada turbulenta e  $U$  a velocidade para  $y = \delta$ , *Prandtl* deduziu, para a camada viscosa na parede, que  $u$  era independente de  $\delta$ , apresentando a lei da parede (*wall law*):

$$u^+ = \frac{u}{u^*} = F\left(\frac{yu^*}{\nu}\right), \quad u^* = \left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \quad [2.3]$$

Para a camada turbulenta, *Kármán* deduziu que  $u$  era independente da viscosidade molecular, mas dependente de  $\delta$  e outras propriedades, apresentando a lei do defeito da velocidade (*velocity defect law*):

$$\frac{U - u}{u^*} = G\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad [2.4]$$

A lei da parede e a lei do defeito da velocidade são precisas para um variado leque de escoamentos turbulentos em condutas e escoamentos de camada limite. Apesar de serem diferentes, têm de se sobrepor suavemente na camada de sobreposição. Para esta, *Millikan* demonstrou a lei logarítmica de sobreposição (*logarithmic overlap layer*):

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{k} \ln \frac{yu^*}{\nu} + B \quad [2.5]$$

onde, para escoamentos em tubos de parede lisa, as constantes adimensionais tomam os valores  $k \approx 0,41$  e  $B \approx 5,0$ . Existem estudos posteriores mais específicos que atribuem valores diferentes a estas constantes, para determinadas condições de escoamento, cuja aplicação não se considerou justificar para este trabalho.

A lei logarítmica de sobreposição aproxima-se a praticamente todo o perfil, com excepção da região turbulenta quando a pressão aumenta consideravelmente para jusante (no caso de um difusor, por exemplo). Na região da parede os resultados também apresentam alguma divergência, no entanto esta aproximação é aceitável, visto esta extender-se a menos de dois por cento do perfil. Na determinação do perfil de velocidades, podem ser utilizadas as relações:

$$u = U_m - 2,5 u^* \ln \frac{R}{R-r} = U_m - 5,76 u^* \log \frac{R}{R-r} \quad [2.6]$$

sendo:

$$U_m = U(1 + 1,326\sqrt{f}) \quad [2.7]$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = U \left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \quad [2.8]$$

referindo-se  $f$  ao factor de atrito.

Uma aproximação ao perfil de velocidades turbulento dentro de um tubo pode também ser obtida através da lei de potência 1/7:

$$\frac{u}{U} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} \quad [2.9]$$

em que  $n$  depende do factor de atrito,  $\frac{1}{n} = \sqrt{f}$ , para  $f < 0,1$ . Em grande parte dos casos  $n$  toma valores próximos de sete, para escoamento totalmente desenvolvido. Esta lei dá uma boa descrição da forma do perfil de velocidades, falhando no entanto para regiões próximas da parede.

De forma a validar a aproximação ao perfil de velocidades obtida experimentalmente, a curva do perfil adimensionalizado foi sobreposta a dois perfis determinados teoricamente (*figura 2.5*). Para um dos perfis, foi utilizada a Lei de Potência 1/7, tomando como valor máximo da velocidade a unidade. A curva foi desenhada através de valores discretos, calculados para os valores de raio da conduta onde se realizaram as medições experimentais. Foi adoptado o expoente 1/7, aproximação válida para o escoamento turbulento desenvolvido.

A segunda curva teórica foi obtida pela Lei Logarítmica da Sobreposição. A delineação da curva foi realizada seguindo igual procedimento.

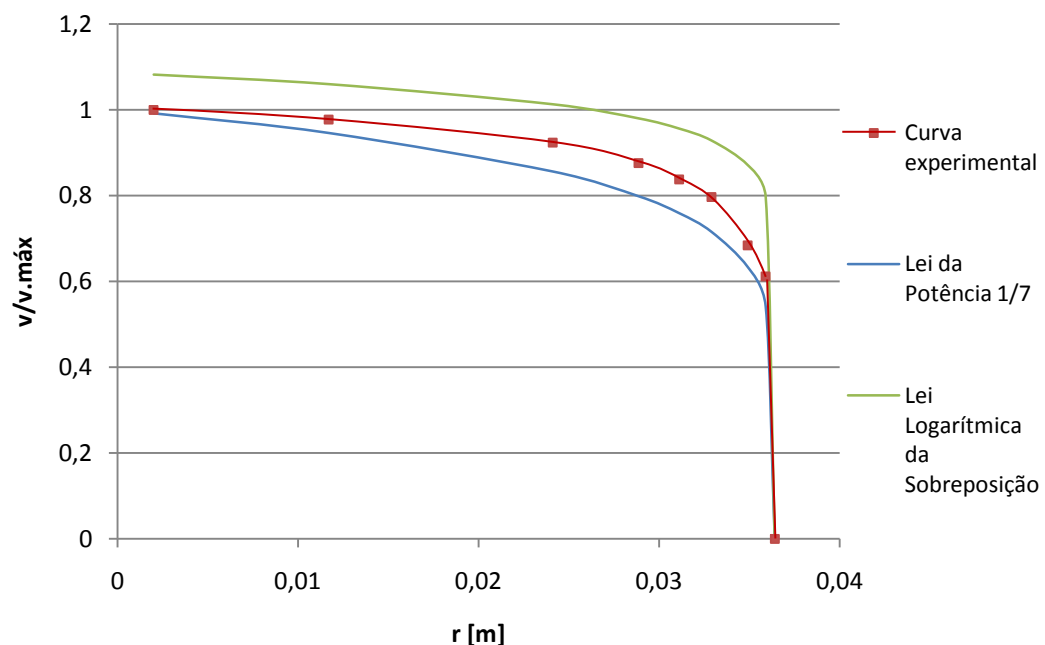


Figura 2.5 – sobreposição perfil experimental / teóricos

Verificou-se que a curva obtida experimentalmente estava dentro do intervalo definido pelas curvas teóricas, o que veio reforçar a validade da aproximação obtida.

Por integração do perfil de velocidades aproximado, determinou-se que o caudal volúmico máximo debitado pelo compressor em descarga para a atmosfera seria de aproximadamente  $0,332 \text{ m}^3/\text{s}$ . Para o cálculo da integração foi desenvolvido um script em Matlab, que se apresenta no *Anexo I*.

### 2.2.2 Ponto de Funcionamento

Para determinar o ponto de funcionamento é necessário conhecer a intersecção das curvas de funcionamento do compressor e da instalação. Não haviam dados relativos à curva de funcionamento do compressor.

Considerou-se que, devido à tipologia do compressor utilizado, a sua curva de funcionamento teria uma forma aproximada à da *figura 2.6*:



**Figura 2.6 – forma esperada para a curva de funcionamento do compressor**

Considerando que estariamos a actuar numa zona de pequenos caudais e elevadas diferenças de pressão, segundo esta aproximação à curva do compressor, a tendência é para manter aproximadamente constante a diferença de pressão, para uma variação de caudal volúmico dentro da ordem de grandeza de valores considerada. Conclui-se matematicamente que a tendência nesta gama de funcionamento é de manter a velocidade constante, ou seja, para o que pretendemos, não se verifica uma alteração muito significativa da velocidade com o diâmetro.



Assumiu-se que a curva de funcionamento do compressor se poderia aproximar através de uma parábola da qual se conheciam dois pontos: o de caudal igual a zero e o de caudal máximo, onde respectivamente a pressão total coincide com a pressão estática e a pressão total é convertida em pressão dinâmica e perda de carga no tubo.

A curva de funcionamento da instalação, determinada através de pontos discretos da perda de carga em função do caudal volúmico, foi obtida por simulação numérica por Vaz.

As curvas obtidas estão ilustradas na *figura 2.7*, estando representada a azul a curva do compressor e a vermelho a da instalação.

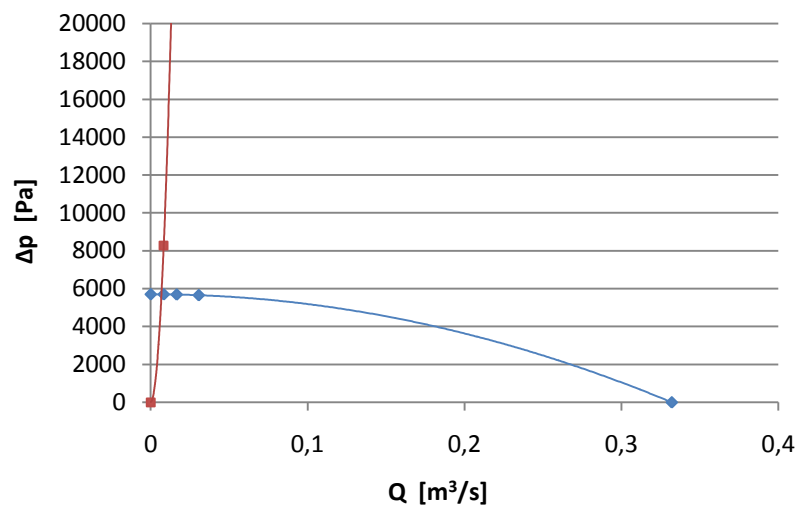


Figura 2.7 – aproximação às curvas de funcionamento compressor / instalação

Foi então obtida uma primeira aproximação ao caudal volúmico, que permitiu calcular um valor médio de velocidade.

## 2.3 O modelo do Queimador

O modelo proposto pelo coordenador do projecto é ilustrado na figura seguinte:

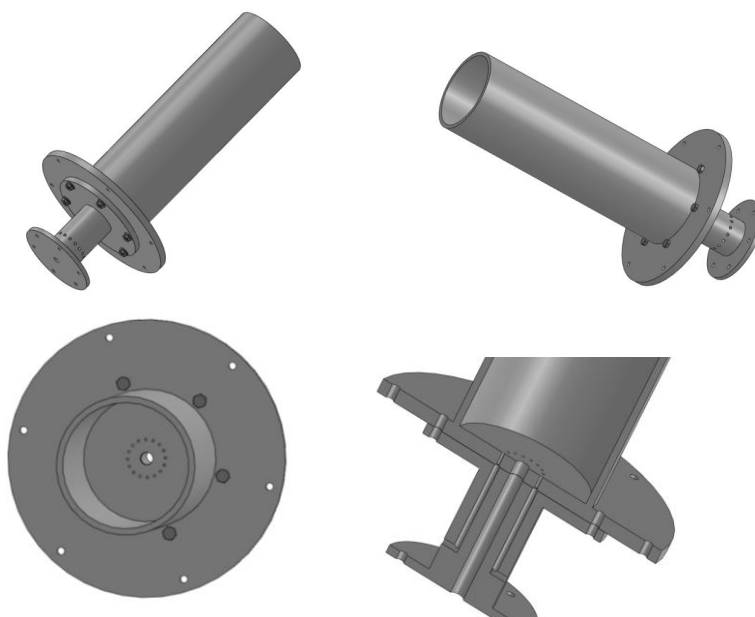


Figura 2.8 – modelo proposto para estudo

A câmara de combustão é cilíndrica com um diâmetro de 100mm, tendo dezasseis injectores de combustível concêntricos, num diâmetro de 15mm, com um injector de ar central. Os diâmetros do injector de ar e dos de combustível são, respectivamente, 10mm e 2mm.

As velocidades do ar obtidas experimentalmente para o modelo reactivo, fornecidas pelo coordenador do projecto, estão descritas na *tabela 2.1*:

| Run | $\lambda$ teórico | v.teórica [m/s] | $\lambda$ real | v.real [m/s] |
|-----|-------------------|-----------------|----------------|--------------|
| 1   | 1,4               | 107             | 1,1            | 85           |
| 2   | 1,6               | 123             | 1,3            | 100          |
| 3   | 1,8               | 137             | 1,5            | 115          |
| 4   | 2,0               | 153             | 1,7            | 131          |
| 5   | 2,2               | 169             | 1,9            | 146          |
| 6   | 2,4               | 184             | 2,1            | 161          |
| 7   | 2,6               | 199             | 2,2            | 169          |

Tabela 2.1 – velocidades para o modelo reactivo

Pretende-se reproduzir o escoamento em condições não reactivas. As condições de escoamento são semelhantes se todos os parâmetros adimensionais relevantes tiverem os mesmos valores correspondentes para o modelo e para a situação real. Para o caso em estudo, o número de Reynolds é um parâmetro importante, pois relaciona os efeitos de inércia com os de viscosidade.

Dada a interação tanto a nível físico, através dos efeitos de recirculação, como a nível químico, por meio da combustão, importa relacionar as escalas de tempo respectivas. Através do quociente entre o diâmetro do injector e a velocidade de injeção é possível obter um tempo característico. Pretende-se que essa relação temporal seja igual no modelo proposto e no modelo fabricado, desse modo preservando a relação entre a interação química e a interação cinética.

Foi determinada experimentalmente uma aproximação à variação dos caudais obtidos com a área de injeção. Para tal, utilizando o compressor centrífugo com a válvula de admissão totalmente aberta, foi testado o modelo do queimador concebido por Vaz (no âmbito da sua Tese de Doutoramento) com diversas configurações do número de injectores em funcionamento. Pretendia-se obter um gráfico que traduzisse a evolução do caudal debitado pelo compressor com a área de injeção disponível (número de injectores). De notar que o modelo utilizado difere na tipologia, logo as perdas de carga serão diferentes, a câmara de pleno não será incluída e existirá apenas um injector, logo espera-se alguma divergência relativamente aos resultados obtidos nesta experiência; no entanto, e dada a falta de informação relativa à curva do compressor, esta aproximação é a melhor abordagem que pôde ser efectuada de forma a ter uma predição da evolução do caudal com a área de injeção (devido às variações de velocidade e de perdas de carga).

Para cada configuração dos injectores, foi calculado o caudal volúmico à saída do queimador por medição da pressão total e respectiva integração do perfil de velocidades. O comprimento da região de desenvolvimento do perfil de velocidades era tanto maior quanto menor o número de injectores, facto explicado pela ocorrência de uma zona de recirculação tanto mais extensa quanto maior a quantidade de movimento por jacto. Dado que o interesse era inferir sobre uma área de injeção na ordem de um a dois injectores, havia preocupação em obter resultados fiáveis neste intervalo. Foi utilizando um tubo (parede do queimador) de cinco diâmetros de comprimento, de forma a garantir um perfil de velocidades totalmente desenvolvido à saída deste. Foi obtido o gráfico da figura seguinte, que ilustra a evolução do caudal volúmico com a área de injeção:

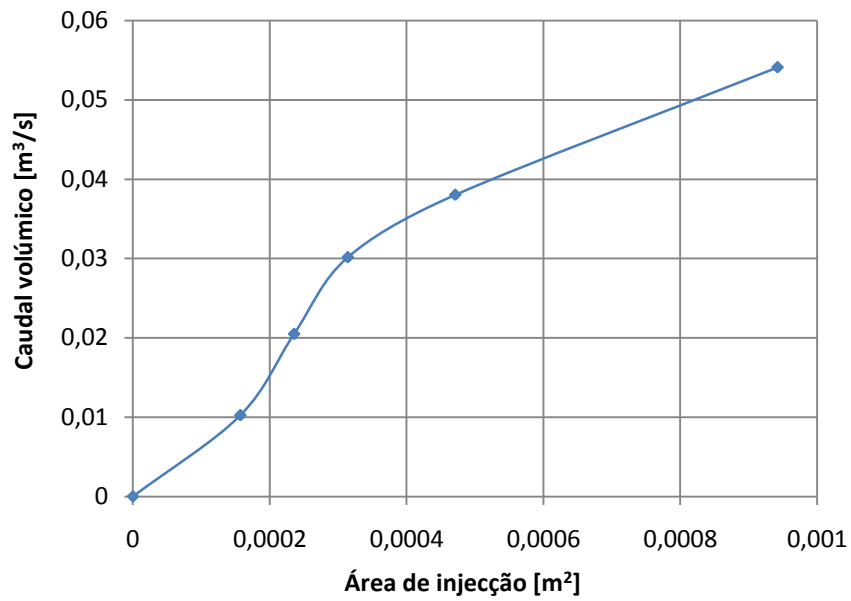


Figura 2.9 – gráfico da evolução do caudal com a área de injeção

Foi também determinada a evolução da velocidade com a área de injeção, ilustrada pelo gráfico da figura seguinte:

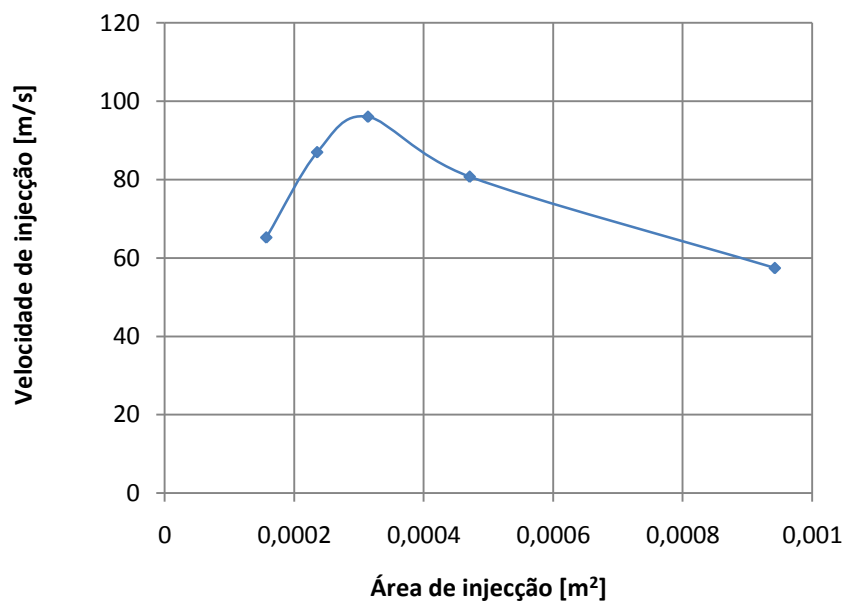


Figura 2.10 – gráfico da evolução da velocidade de injeção com a área de injeção

Verifica-se que a área de injeção que maximiza o valor da velocidade de injeção implica um diâmetro do injector o dobro do modelo proposto.

De forma a avaliar o número de Reynolds na zona de injeção, foi determinada a evolução do produto da velocidade de injeção por um diâmetro equivalente (calculado a partir da área de injeção) com a área de injeção, obtendo o gráfico ilustrado na figura seguinte:

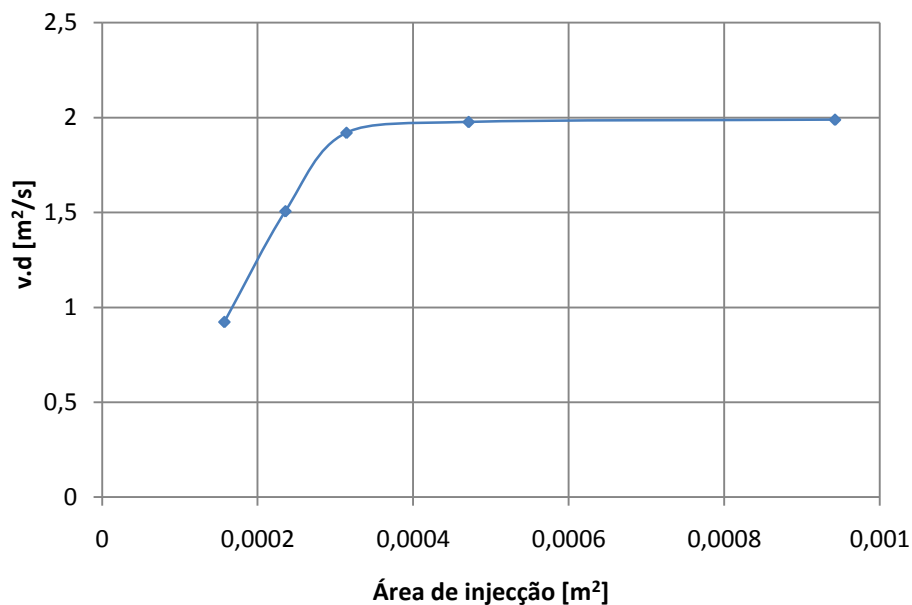


Figura 2.11 – gráfico da evolução do produto da velocidade de injeção pelo diâmetro equivalente com a área de injeção

Verifica-se que a partir do ponto de velocidade de injeção máxima, definido no gráfico da figura 2.10, o valor do número de Reynolds estabiliza.

Foi avaliado o quociente entre o diâmetro do injector e a velocidade de injeção (figura 2.12). No caso do modelo não reactivo (representado a azul), as velocidades são referentes a velocidades médias calculadas a partir do caudal, enquanto que no caso do modelo reactivo (representado a vermelho), foram utilizadas as velocidades máximas de injeção obtidas experimentalmente. Considerando que a velocidade média é inferior à velocidade máxima de injeção, o quociente entre um determinado diâmetro e uma velocidade média será mais elevado do que o quociente entre o mesmo diâmetro e uma velocidade máxima de injeção. Logo, a curva do modelo não reactivo, calculada com valores de velocidades máximas de injeção, estará acima da curva representada. Apesar de as duas curvas representadas não poderem ser directamente comparáveis, conclui-se que o valor que o diâmetro de injeção que mais aproxima os valores do

modelo reactivo, calculado com base nas velocidades máximas de injeção, ocorre para o mínimo da curva não reactiva, ou seja, a cerca de 1,7 vezes o diâmetro do injector do modelo proposto.

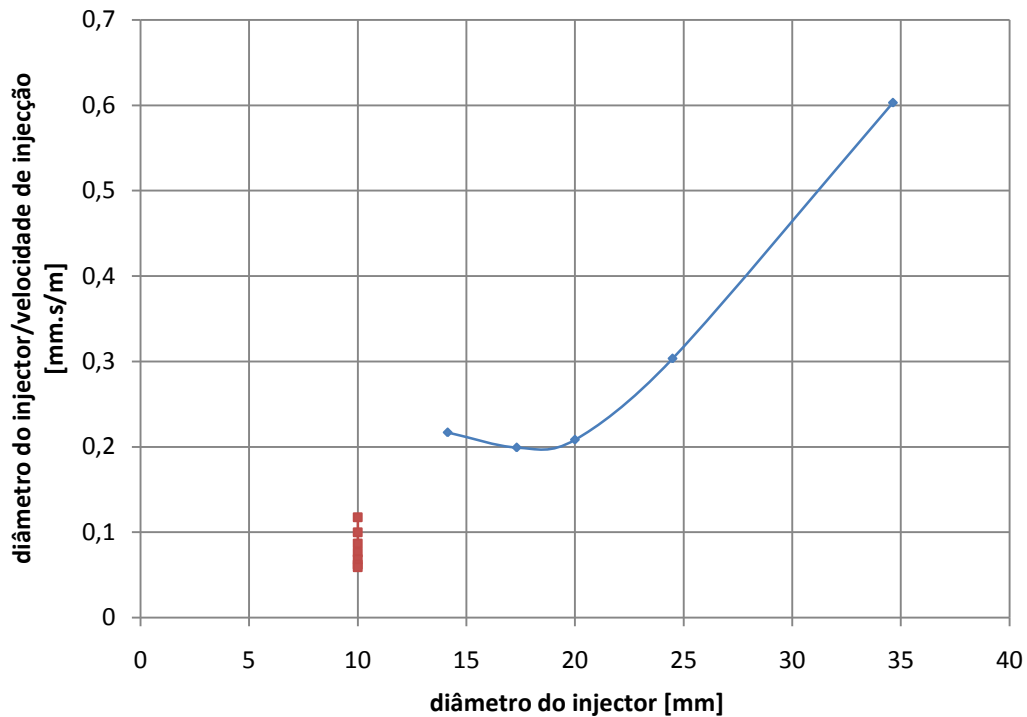


Figura 2.12 – gráfico da evolução do quociente entre o diâmetro do injector e a velocidade de injeção com o diâmetro do injector

Determinou-se então que de forma a maximizar a velocidade de injeção, o injector de ar deveria ter um diâmetro o dobro do proposto, ou seja, 20mm. De notar que para valores mais elevados de caudal, a velocidade tende a baixar, devido ao efeito mais pronunciado da perda de carga com o aumento de velocidade. Verificou-se também que o número de Reynolds tende a estabilizar no seu máximo, a partir da velocidade máxima. Relativamente à interacção entre a cinética química e física do escoamento, representada pelo quociente entre o diâmetro do injector e a velocidade de injeção, observou-se que o seu valor se aproxima mais ao modelo reactivo para um diâmetro de injeção de 1,7 vezes o deste.

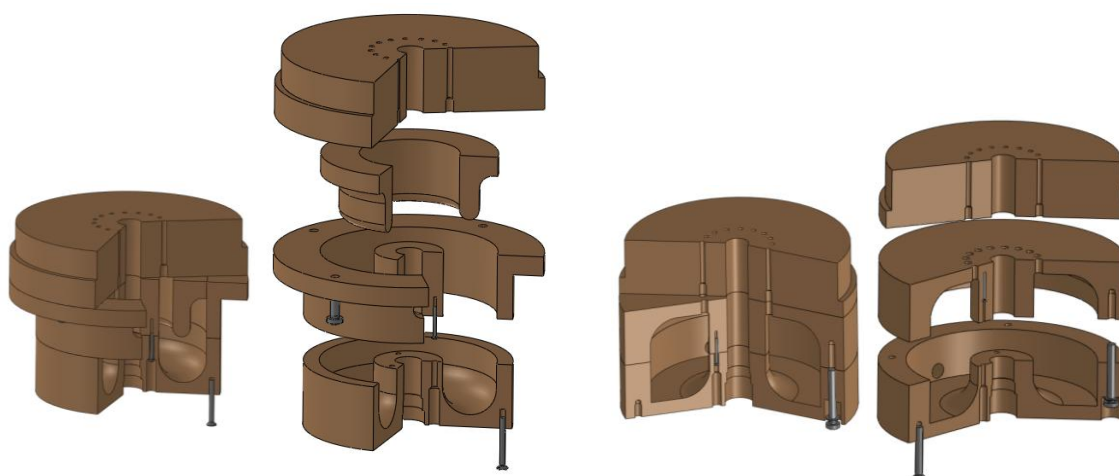
Concluiu-se então que o diâmetro do injector central deveria ser o dobro do proposto, maximizando a velocidade de injeção, de forma a obter um escoamento o mais representativo possível do reactivo, tendo em conta o compressor utilizado.

O diâmetro dos injectores de combustível deveria permitir manter a razão estequiométrica da mistura, ou seja, a sua relação de área com o injector de ar deveria manter-se proporcional, logo o seu diâmetro deveria dobrar, relativamente ao modelo proposto. Para garantir semelhança dimensional, o diâmetro do círculo que circunscreve o centro destes injectores também deveria ser elevado para o dobro.

O diâmetro do tubo do queimador deveria ser o dobro do proposto, tendo um comprimento que permitisse que o escoamento à sua saída esteja totalmente desenvolvido – esta imposição está relacionada com o estabelecimento de uma condição de fronteira à saída do tubo em simulação numérica.

O comprimento da conduta da flange de alimentação deveria manter a relação adimensional comprimento/diâmetro, de forma a obter escoamento totalmente desenvolvido à entrada do injector.

O modelo acima descrito apresenta-se como uma homotetia do modelo proposto, na qual as dimensões são elevadas para o dobro. Vaz projectou dois modelos que apresentam, para além das relações geométricas já referidas, uma câmara de pleno que, harmonizando o campo de pressões, garante uma distribuição equitativa de combustível pelos injectores periféricos. São apresentadas duas alternativas para o desenho da referida câmara de pleno, diferenciadas pela simplicidade de execução/montagem, que estão ilustradas na figura seguinte.



**Figura 2.13 – modelos do queimador (projectados por Vaz)**

Para a construção do modelo, foi escolhido um material utilizado em modelos de prototipagem rápida – *Sikablock m650*, devido às suas características de fácil maquinação, bons acabamentos superficiais, bom rigor dimensional e resistência às variações térmicas e de humidade. As características deste material são apresentadas no *Anexo II*.

Para a parede do queimador foi escolhido utilizar tubo de acrílico, pois permite a furação de rasgos para o acesso de sondas de pressão ao escoamento, bem como um mais fácil posicionamento das sondas devido à sua transparência.

Apesar de se ter concluído que a escala mais indicada para a realização do modelo seria 1:2, aplicada homoteticamente a todas as dimensões do mesmo, optou-se por utilizar a escala 1:1,508. Não obstante, o projecto do modelo à escala 1:2 pode constituir base para trabalho futuro. Esta escolha foi realizada devido à possibilidade de maquinar o modelo utilizando o torno do Laboratório de Termodinâmica da Faculdade, reduzindo custos e eliminando a dependência de prazos de entrega externos. A maquinação do diâmetro exterior do modelo de escala 1:2 excedia o intervalo de valores permitido pelo torno. A escolha da escala 1:1,508 permitiu utilizar para a parede do queimador um tubo de acrílico existente, reduzindo mais uma vez custos e tempo de execução, pois este já possuía os rasgos necessários ao acesso das sondas de pressão.

Reportando novamente aos gráficos acima, a velocidade máxima de injeção esperada para o escoamento no modelo de escala 1:1,508 é aproximadamente 80% do valor calculado para o modelo de escala 1:2. O valor do número de Reynolds é aproximadamente metade, no entanto mantém-se na mesma ordem de grandeza. O quociente entre o diâmetro do injetor e a velocidade de injeção mantém a mesma aproximação, relativamente ao modelo reactivo. Verificou-se então que as alterações nos parâmetros analisados apresentam desvios considerados pouco significativos, próximos dos valores óptimos dos gráficos.

Posto isto, conclui-se que seria preferível a escolha do modelo de escala 1:1,508, pois permitia uma redução significativa dos recursos dispendidos, conservando a optimização relativa aos parâmetros considerados relevantes ao escoamento, nomeadamente velocidade máxima de injeção, número de Reynolds e interacção entre cinética química e física.

O modelo construído, ilustrado na figura seguinte, é mais simples que o inicialmente projectado. O desenho técnico nominal deste modelo é apresentado no *Anexo III*. As dimensões relevantes do modelo são uma homotetia de factor 1,508 do modelo proposto. Os injectores de combustível não possuem câmara de pleno e, a incorporar uma, esta teria de ser externa. O



quociente entre o diâmetro do injector central e o seu comprimento garante que o escoamento à sua saída está totalmente desenvolvido.

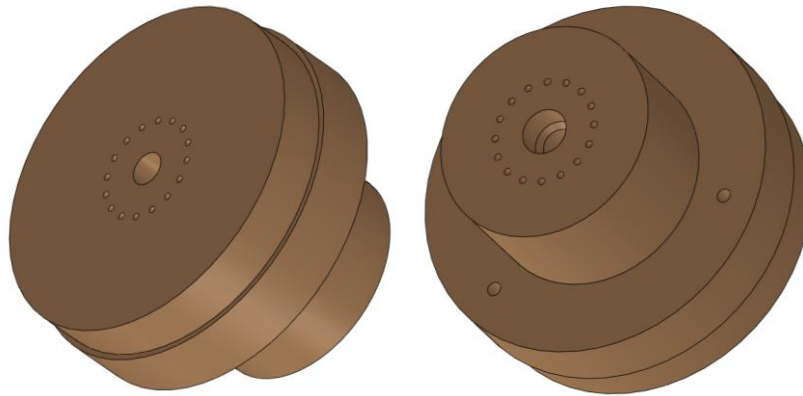


Figura 2.14 – modelo construído

Para a realização das medições apenas foi alimentado apenas o injector central, tendo-se obturado os injectores periféricos. Devido à sua dimensão e ao baixo valor de caudal de combustível especificado, considerou-se que a quantidade de movimento destes jactos teria uma ordem de grandeza muito baixa relativamente à do jacto de ar, e estes rapidamente coalesceriam com o jacto central, causando uma perturbação mínima que caso fosse considerada, seria de difícil caracterização com as sondas utilizadas devido à sua dimensão característica.

A ligação do modelo ao compressor foi dimensionada de forma a minimizar perdas de carga. Foi construída uma transição de secção rectangular para circular (transição *OG*), para fazer a ligação do compressor à tubagem. O diâmetro da secção circular foi escolhido de forma a igualar a área da secção de saída rectangular do compressor. Para a montagem das condutas foi utilizada canalização de PVC. Foi colocado um elemento de ligação flexível entre a canalização e a transição *OG*, de forma a evitar a transmissão de vibrações de funcionamento do compressor à mesa do queimador, o que poderia inclusivamente causar o desalinhamento das canalizações a jusante, potenciando a ocorrência de um jacto com o eixo não paralelo às paredes do queimador, o que anularia a simetria do escoamento. O tubo a jusante do elemento de ligação flexível tem um comprimento que assegura a obtenção de escoamento totalmente desenvolvido numa secção perto do seu final, onde estão montadas uma sonda de pressão estática e um tubo de Pitot. A curva foi escolhida de forma a garantir a menor perda de carga possível, apresentando uma curvatura suave, evitando a criação de zonas de recirculação significativas. O modelo não inclui câmara de pleno, e o escoamento deverá

ficar totalmente desenvolvido à saída da sua conduta interior. Se um escoamento com distribuição não uniforme de velocidades encontra uma resistência igualmente distribuída na secção de passagem (por exemplo um “favo de abelha”), as diferenças de velocidade a jusante são reduzidas, sendo a perda local de pressão criada pela resistência igual a:

$$\Delta p(y) = \frac{1}{2} \rho \zeta_A c^2, (c = f(y), \text{velocidade local}) \quad [2.10]$$

Isto levaria a uma pressão que é não uniforme a longo da secção, variando com  $y$ . Num escoamento direito, no entanto, a pressão estática é constante na secção transversal, e são criados escoamentos perpendiculares que tendem a suavizar a distribuição de velocidades – a linha de corrente com o maior excesso de velocidade é desacelerada a montante da resistência, aumentando este efeito com o coeficiente de perda de carga  $\zeta$  da resistência. Sendo assim, cada resistência não deve exceder  $\zeta = 1$ ; em vez de criar uma resistência grande, é mais eficiente instalar várias resistências em série, de forma a atingir uma boa equalização. Um escoamento com distribuição não uniforme de velocidades poderá também ser equalizado acelerando o escoamento, pois as flutuações de velocidade também se reduzem ao acelerar o escoamento, diminuindo consequentemente o nível de turbulência. Foram utilizadas duas transições de secção, de forma a obter uma secção circular de diâmetro igual ao do injector central. Foram incluídos uma estrutura de “favo de abelha” e uma rede, respectivamente colocadas a montante e a jusante das transições, de forma a reduzir a turbulência e equilibrar a distribuição de velocidades, tendo como objectivo final a obtenção de um escoamento que apresentasse simetria relativamente ao eixo do queimador.

Os elementos de ligação do compressor ao modelo estão ilustrados na figura seguinte.

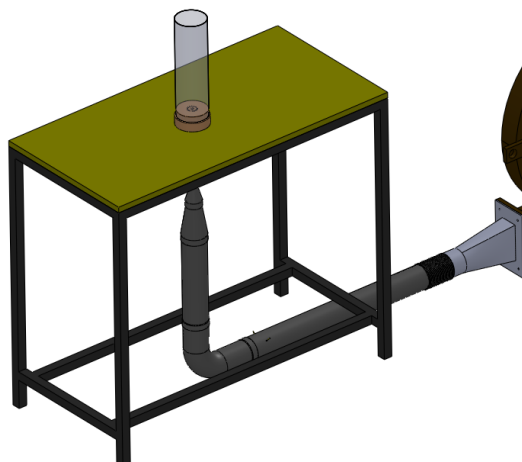


Figura 2.15 – ligação do modelo ao compressor

## Capítulo 3 – As Sondas de Pressão

### 3.1 Introdução

A caracterização da aerodinâmica interna do modelo do queimador neste estudo foi realizada por meio de sondas de pressão. Apesar de ser um método intrusivo, é possível obter resultados com bastante precisão, dependendo da configuração da sonda utilizada.

A pressão representa uma força por unidade de área, estando relacionada com o bombardeamento molecular de uma superfície.

Num fluido em movimento distinguem-se a pressão total (ou de estagnação), a pressão estática e a pressão dinâmica. A pressão estática é aquela sentida por um elemento que acompanhe o movimento do fluido. A pressão dinâmica está directamente associada à velocidade do fluido. A pressão total é constituída pelas contribuições da pressão estática e da pressão dinâmica. Sendo também designada por pressão de estagnação, a pressão total corresponde teoricamente à pressão que o escoamento teria numa determinada coordenada se a velocidade fosse localmente reduzida a zero através de um processo isentrópico.

Foram desenvolvidas diversas formas de medir a pressão, nomeadamente através de dispositivos actuados pela gravidade, por deformação elástica, por comportamento de um gás ou electricamente. Normalmente, esta medição de pressão através de um instrumento é estimada por calibração com um dispositivo primário. A calibração corresponde à obtenção de um conjunto de respostas a outros tantos valores conhecidos da grandeza a medir - a curva que melhor se ajuste a esse conjunto de valores (interpolação, método dos mínimos quadrados, etc.) é adoptada como sendo a curva de calibração.

## 3.2 Medição da velocidade

### 3.2.1 O Tubo de Prandtl

A medição da velocidade, numa determinada região de pequena dimensão de um escoamento, pode ser realizada experimentalmente recorrendo ao uso de um manómetro e de um tubo de Prandtl (*Pitot static tube*). O tubo de Prandtl é uma sonda de pressão - um tubo esguio alinhado com a direcção do escoamento, que pode medir a velocidade local média por meio de diferenças de pressão. Existe uma tomada de pressão total e uma tomada de pressão estática (*figura 3.1*). O manómetro apresenta a diferença entre os valores destas, ou seja, a pressão dinâmica.

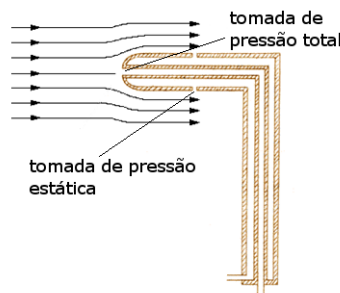


Figura 3.1 – tubo de Prandtl

Quando o número de Reynolds, calculado para o diâmetro da sonda como dimensão característica, é superior a 1000, considera-se que o escoamento em torno da sonda é tal que os efeitos de camada limite podem ser desprezados, e pode-se aplicar a equação de Bernoulli (considerando o seu domínio de validade, ou seja, escoamento incompressível e irrotacional):

$$p_s + \frac{1}{2}\rho V^2 + \rho g z_s = p_0 + \frac{1}{2}\rho(0^2) + \rho g z_0 \quad [3.1]$$

Assumindo que a diferença de alturas é desprezável,  $\rho g(z_s - z_0 \approx 0)$ , obtemos a fórmula de Pitot:

$$V \approx \left[ \frac{2(p_0 - p_s)}{\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [3.2]$$

Esta fórmula permanece válida, ainda que o escoamento não seja irrotacional, desde que o balanço energético se assuma como efectuado entre dois pontos de uma mesma linha de corrente e

aí se possa desprezar o efeito de dissipação viscosa. No caso de escoamento de gases, é necessário introduzir uma correcção de compressibilidade quando o número de Mach é elevado.

Para se realizar uma medição com rigor, o tubo de Prandtl deve estar alinhado com a direcção do escoamento. Para desvios no ângulo de alinhamento superiores a  $5^\circ$ , verificam-se erros consideráveis nas medições de  $p_0$  e  $p_s$  (figura 3.2).

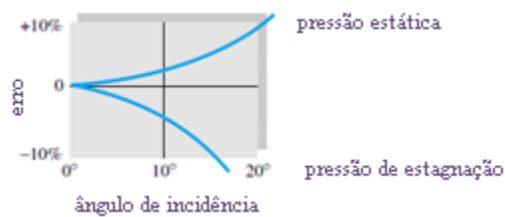


Figura 3.2 – influência do ângulo do tubo de Prandtl no erro da medição (traduzido de White 1999)

Os erros de medição podem ser evitados utilizando uma sonda com dimensões apropriadas. O tubo de Prandtl utilizado deve ter em conta o escoamento no qual se pretendam efectuar as medições, nomeadamente as restrições impostas (por exemplo relativas ao posicionamento do mesmo). Existem várias configurações de tubos de Prandtl recomendadas na literatura. A título de exemplo ilustram-se algumas dessas recomendações na figura seguinte:

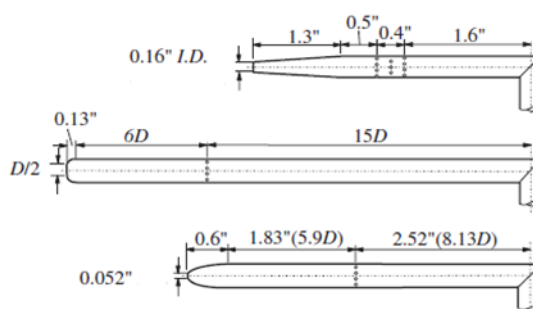


Figura 3.3 – dimensões tubos de Prandtl segundo NPL Inglaterra (Durtz, 2008)

### 3.2.2 A Sonda de Pressão Estática

A medição da pressão estática pode ser realizada com recurso a um manómetro ligado a um orifício estático na parede, perpendicular à direcção do escoamento. As medições não devem perturbar o escoamento, logo o diâmetro do orifício deve ser adequado (normalmente na ordem de um milímetro, para evitar a formação de zonas de recirculação) e devem-se evitar arestas vivas. Existem recomendações para as dimensões dos orifícios estáticos. Uma dessas recomendações é ilustrada na figura seguinte:

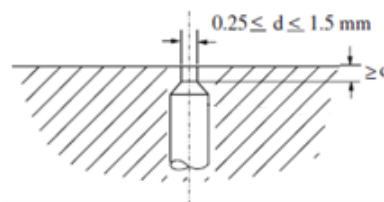


Figura 3.4 – dimensões de um orifício estático (Durtz, 2008)

Existem também sondas tubulares de pressão estática. Tais como os tubos de Prandtl, a perturbação introduzida por estas no escoamento deve ser a menor possível – como tal, a localização dos orifícios e dimensões gerais da sonda devem ser apropriados ao escoamento em estudo, existindo também recomendações para estas. Um exemplo é ilustrado na figura seguinte:

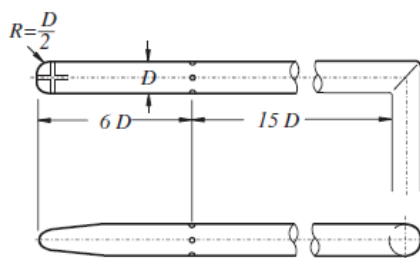


Figura 3.5 – sonda de pressão estática (Durtz, 2008)

### 3.2.3 O Tubo de Pitot

O tubo de Pitot (*figuras 3.6 e 3.7*) é um tubo simples que mede a pressão total. É semelhante ao tubo de Prandtl, à excepção de não ter tomadas de pressão estática. As considerações relativas ao posicionamento e geometria são semelhantes ao tubo de Prandtl.

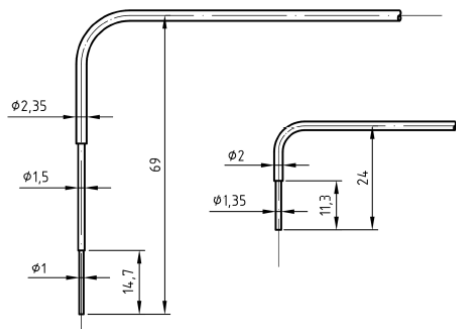


Figura 3.6 – exemplos de tubos de Pitot (*Vaz, 2007*)

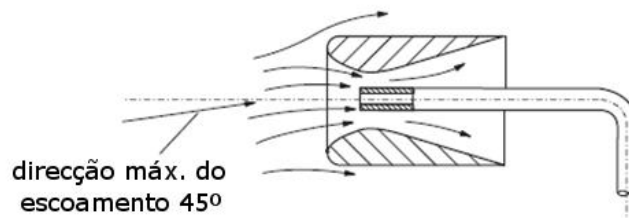


Figura 3.7 – tubo de Pitot para direcções de escoamento até 45° (*traduzido de Durtz, 2008*)

Utilizando um tubo de Pitot, e conhecendo os valores de pressão estática, por exemplo através de tomadas de pressão estática ou de sondas tubulares de pressão estática, é possível utilizar a fórmula de Pitot, referida anteriormente, para a determinação da velocidade. A escolha do tipo de sonda a utilizar está relacionada com a configuração do escoamento; por exemplo, a utilização de um tubo de Prandtl pode ser condicionada pelo facto de a distância do ponto de tomada de pressão estática ao ponto de tomada de pressão total induzir um erro considerável na medição, devido ao gradiente de velocidades, dada a escala utilizada. Devido a esse facto, para este trabalho não está previsto o uso de sondas de Prandtl, no entanto, a sua revisão teórica foi realizada pois muitas das considerações relativas a estes revelam-se adequadas aos tubos de Pitot.

A precisão dos valores obtidos depende do rigor nas medições, da qualidade e resolução dos equipamentos. Um dos problemas verificados na medição com tubos de Pitot prende-se com a vibração dos mesmos, induzindo uma importante incorrecção relativa à oscilação da localização física onde se estão a obter valores. A determinação das frequências próprias de vibração do corpo, juntamente com a estimativa da frequência da passagem de vórtices ao medir na camada de corte e da frequência de desprendimento de vórtices no escoamento envolvente ao tubo, permitem avaliar a possibilidade de ocorrência de ressonância. Adicionalmente, havendo a possibilidade de modelar uma sonda para uma situação com condições específicas, torna-se possível realizar uma análise às dimensões da sonda que mais limitam a possibilidade de ocorrência deste fenómeno. É de tomar em conta no projecto desta sonda as limitações referentes à perturbação mínima do escoamento e à diminuição dos erros de medição.

Bryer e Pankhurst (1971) estudaram, para duas configurações da ponta de medição do tubo de Pitot, a relação entre os diâmetros interior e exterior do tubo, o ângulo de inclinação do Pitot relativamente à direcção do escoamento e a precisão da medição (*figura 3.8*). Verifica-se que quanto mais  $\frac{d}{D}$  tende para a unidade, maior a precisão da medição, e maior a tolerância ao desfasamento do ângulo de inclinação. Observa-se também o melhor desempenho geral do tubo com a ponta de medição arredondada. A análise destes dados, juntamente com o estudo dinâmico do tubo de Pitot, permitem escolher qual a configuração mais adequada, tomando em conta os custos de fabricação do mesmo.

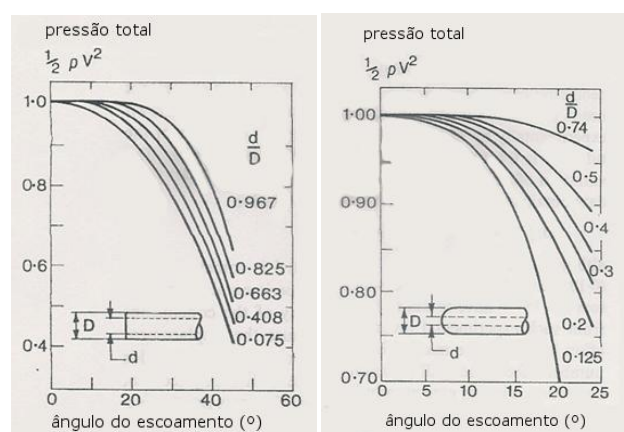


Figura 3.8 – relação  $d/D$  para tubos de Pitot (traduzido de Bryer, Pankhurst, 1917)



O diâmetro interior do tubo de Pitot influencia na precisão da medição, tomando em conta que estão a ser medidos valores relativos a uma área, a qual pode estar sujeita a gradientes de velocidade.

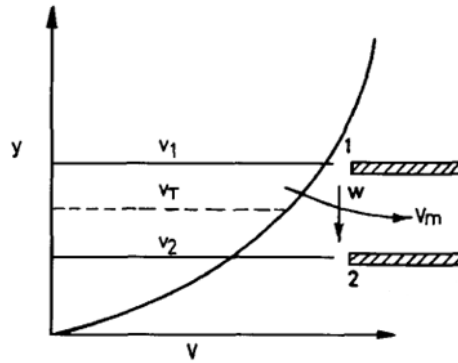


Figura 3.9 – medição com tubo de Pitot – efeito de deslocamento (Raju, Porey, Asawa, 1996)

Reportando à *figura 3.9*, a pressão de estagnação correspondente à velocidade  $V_1$  é maior que a correspondente à velocidade  $V_2$ , logo é criado um escoamento secundário perpendicular ao escoamento principal (que tem a direcção do tubo de Pitot); o tubo de Pitot mede uma velocidade  $V_m$  (*figura 3.10*) que é maior que a velocidade  $V_t$  no centro geométrico do tubo, ou seja, mede a velocidade num ponto deslocalizado do centro geométrico que se situa mais próximo da zona de maiores velocidades. Este fenómeno designa-se efeito de deslocamento (*displacement effect*), e é tanto mais importante quanto maiores forem os gradientes de velocidade e maior o diâmetro interno do tubo de Pitot.

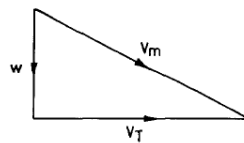


Figura 3.10 – vectores de velocidade – efeito de deslocamento (Raju, Porey, Asawa, 1996)

Raju, Porey, Asawa (1996) compilaram uma série de correlações baseadas em resultados experimentais relativas à compensação do efeito de deslocamento. Para um tubo de Pitot com a ponta cortada, Young e Mass propõem

$$\frac{\delta}{d} = 0,18 \quad [3.3]$$

sendo  $\delta$  o deslocamento do centro geométrico e  $d$  o diâmetro interior do tubo de Pitot. *Hall* e *Lighthill* propõem que  $\frac{\delta}{d}$  é função de  $k_1$ , tal que

$$k_1 = \frac{d}{V} \frac{dV}{dy} \quad [3.4]$$

sendo  $V$  a velocidade e  $\frac{dV}{dy}$  o gradiente de velocidade. Segundo *Semi*,

$$\frac{\delta}{d} = 0,195 \quad [3.5]$$

para  $k_1 > 0,6$ , e

$$\frac{\delta}{d} = 0,5125k_1 - 0,506k_1^3 \quad [3.6]$$

para  $k_1 < 0,6$ . Os autores propõem

$$\frac{V_t}{V_m} = 10^{-0,108P} \quad [3.7]$$

sendo

$$P = \left(\frac{b}{d}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{dV_m}{dy} \frac{d}{V_m} \quad [3.8]$$

equações válidas para tubos de Pitot de secção circular e elíptica, referindo-se  $b$  e  $d$  aos semi-eixos menor e maior, respectivamente.

*Klopfenstein (1998)* comparou três soluções normalizadas de desenho da ponta do tubo de Prandtl (*figura 3.11*) relativamente ao desvio cometido na leitura de pressão estática, causado pelas distribuições de pressão ao longo do tubo. A forma da ponta e a localização dos furos de tomada de pressão estática são desenhados de forma a que a corrente de ar ao longo do tubo tenha um efeito mínimo nas leituras de pressão estática.

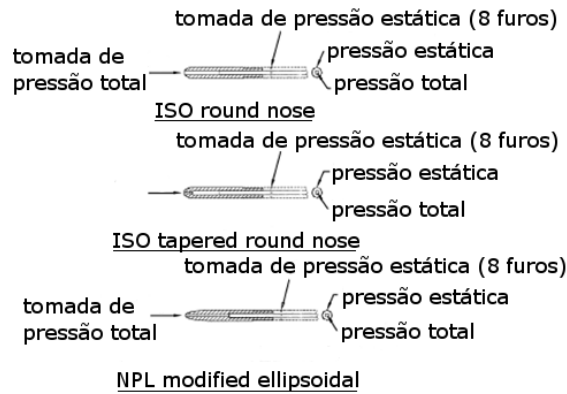


Figura 3.11 – configurações normalizadas para a ponta de um tubo de Prandtl (traduzido de Klopfenstein, 1998)

Para os escoamentos deste estudo, dada a escala a que se pretende medir e os gradientes de velocidade esperados, este tipo de consideração não importa, pois a ordem de grandeza do diâmetro esperada para o tubo de Pitot não permite a manipulação mecânica da sua ponta.

Klopfenstein (1998) apresenta uma forma modificada da equação de Pitot para escoamentos de ar que utiliza factores correctivos, tomando em conta a ocorrência de determinados erros inerentes à medição:

$$V = 44,72136 \cdot k_{Pitot} \tau_{Pitot} \sqrt{\frac{h_{kPa}}{d}} \quad [3.9]$$

sendo  $V$  a velocidade do ar [m/s],  $k_{Pitot}$  a constante do tubo de Pitot,  $\tau_{Pitot}$  a constante de compressão do gás,  $h_{kPa}$  a pressão dinâmica [kPa] e  $d$  a massa volúmica do ar [kg/m<sup>3</sup>].

Para um tubo de Pitot simples (*standard*), a constante do tubo de Pitot tem valor unitário. Se a velocidade do escoamento estiver no regime subsónico, a constante de compressão do gás também tem valor unitário. A densidade do escoamento de ar influencia a determinação da velocidade através da seguinte relação:

$$d = 3,4834 \frac{G}{Z} \frac{P_B}{T_K} \quad [3.10]$$

em que  $P_B$  é a pressão barométrica [kPa],  $T_K$  é a temperatura absoluta [Kelvin],  $G$  é a gravidade específica ideal (peso molecular do gás / peso molecular do ar) e  $Z$  o factor de compressibilidade do gás.

O factor de compressibilidade do gás e a gravidade específica ideal normalmente são iguais à unidade, ou têm um valor muito próximo desta.

O cálculo da densidade do ar pode ser compensado relativamente ao conteúdo em vapor de água; o erro de medição introduzido ao omitir a compensação de vapor de água pode ser menor que a incerteza de medição/erro associado ao tubo de Pitot. O factor de correcção requer um meio de medir a humidade relativa da massa de ar:

$$CFd = 1 - \left[ \frac{0,3783 \frac{R_H}{100} P_S}{P_B} \right], \quad d_{corr} = d \cdot CFd, \quad P_S = 1,7526 \times 10^8 e^{\left( \frac{-5315,56}{T_K} \right)} \quad [3.11]$$

sendo  $CFd$  o factor de correcção de densidade,  $R_H$  a humidade relativa (%),  $P_S$  a pressão parcial do vapor de água à temperatura  $T_K$  [kPa] e  $d_{corr}$  a densidade do ar corrigida [kg/m<sup>3</sup>].

É interessante verificar os factores que influenciam o rigor da medição e os efeitos que devem ser compensados, como por exemplo o de compressibilidade. No estudo realizado não foi utilizada esta equação, pois tal precisão não se justificava face ao intervalo de confiança dos valores de medição (posicionamento, leitura de valores, etc.), tal como a consideração de factores como por exemplo a humidade e respectiva compensação da densidade do ar. No entanto, foi considerada a variação da densidade do ar no escoamento com a temperatura, particularmente porque se verificou que esta tinha tendência a variar durante o período inicial de funcionamento do compressor, aumentando de uma forma aproximadamente monótona até estabilizar num determinado valor, obviamente dependente das condições climatéricas na altura da medição. Este aumento de temperatura advém da energia dissipada sob a forma de calor, proveniente do atrito do ar com as paredes da voluta do compressor, nas quais se verificou aquecimento.

### 3.3 O Modelo Dinâmico do Tubo de Pitot

#### 3.3.1 As fontes da vibração

Como se previa, verificou-se durante as sessões experimentais que, para determinados posicionamentos do tubo de Pitot ao medir no escoamento, este vibrava. Esta vibração é uma fonte de erro do valor real da pressão total, pois causa que a leitura seja feita num intervalo centrado no local de posicionamento do Pitot, com a amplitude do deslocamento da ponta sensível da sonda.

Admitiu-se que esta vibração poderia ser induzida por duas fontes: a passagem de vórtices ao medir na camada de corte do escoamento e o desprendimento alternado de vórtices na esteira da haste da sonda.

A frequência de vibração causada pela passagem de vórtices ao medir na camada de corte do escoamento pode ser aproximada como o quociente entre uma velocidade e um comprimento:

$$f[Hz] \sim \frac{U_{z,CL}(z)}{d(z)} \quad [3.12]$$

Por uma questão de simplificação, considerou-se para o estudo dinâmico do tubo de Pitot o modelo de jacto livre, no qual a velocidade axial e o comprimento do cone potencial são aproximados por, respectivamente [Vaz, 2007]:

$$U_{z,CL}(z) = K_0 U_0 \frac{d_n}{z} \quad [3.13]$$

$$d(z) = \frac{z}{k_0} \quad [3.14]$$

em que  $k_0 = \frac{1}{2k}$  e  $k = 0,09$ , sendo  $k$  e  $K_0$  coeficientes de jacto livre,  $U_0$  a velocidade axial à saída do injector,  $d_n$  o diâmetro do injector e  $z$  a cota.

Então, as frequências de vibração causadas pela passagem de vórtices ao medir na camada de corte foram consideradas serem descritas por:

$$f[Hz] = \frac{k_0^2}{x^2} U_0 d_n \quad [3.15]$$

As vibrações causadas pelo desprendimento alternado de vórtices na esteira da haste do tubo de Pitot foram aproximadas através do número de Strouhal, considerando que para cilindros, numa vasta gama do número de Reynolds:

$$St \cong 0,2 \quad \text{sendo} \quad St = \frac{fL}{U} \quad [3.16]$$

Então, considerando de novo a aproximação à velocidade axial para jacto livre, obtêm-se:

$$f[Hz] \sim \frac{St k_0 U_0 \frac{d_n}{z}}{d_{haste}} \quad [3.17]$$

sendo  $d_{haste}$  o diâmetro exterior da haste do tubo de Pitot perpendicular ao eixo do jacto.

### 3.3.2 Modelação do tubo de Pitot em Ansys

Para avaliar a possibilidade de ocorrência de vibração, revela-se necessário determinar as frequências naturais do tubo de Pitot. Foi verificado que, para determinadas posições do tubo de Pitot no escoamento, ocorria vibração. De forma a validar a análise que foi efectuada e para tentar perceber as possibilidades de atenuar a ocorrência de vibração, a sonda utilizada, ilustrada na *figura 3.12*, foi modelada utilizando o software *Ansys*.

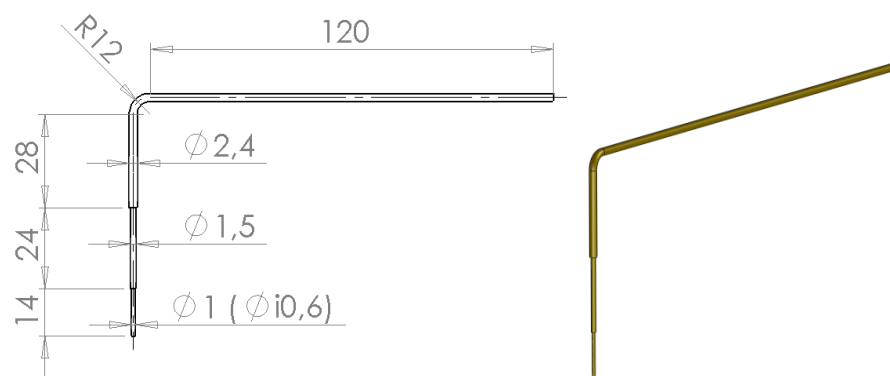


Figura 3.12 – tubo de Pitot utilizado

Foi feita a discretização em elementos finitos (*figura 3.13*), e realizada uma análise modal utilizando o elemento *Shell181*, considerando que o tubo está encastrado no local onde é fixado ao suporte do graminho.



Figura 3.13 – discretização do tubo de Pitot em elementos finitos

Para este tubo de Pitot, cujo material é latão, obtiveram-se as frequências naturais:

| frequências naturais [Hz] |      |       |       |       |       |
|---------------------------|------|-------|-------|-------|-------|
| 1ª                        | 2ª   | 3ª    | 4ª    | 5ª    | 6ª    |
| 33,0                      | 33,2 | 160,1 | 192,3 | 280,6 | 404,1 |

Tabela 3.1 – frequências naturais tubo de Pitot de latão

Os modos de vibração estão ilustrados nas figuras seguintes:



Figura 3.14 - 1º modo de vibração

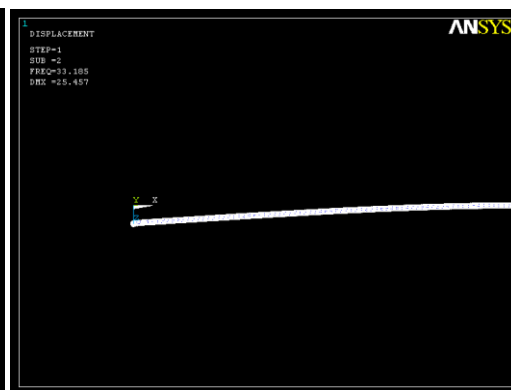


Figura 3.15 - 2º modo de vibração



Figura 3.16 - 3º modo de vibração



Figura 3.17 - 4º modo de vibração

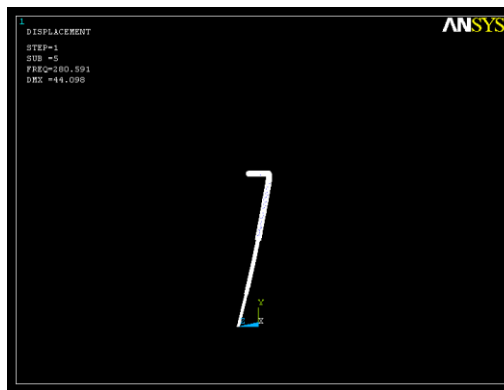


Figura 3.18 - 5º modo de vibração



Figura 3.19 - 6º modo de vibração

Para perceber a relação das frequências naturais do corpo com as induzidas pelo escoamento, ambas foram introduzidas no gráfico seguinte.

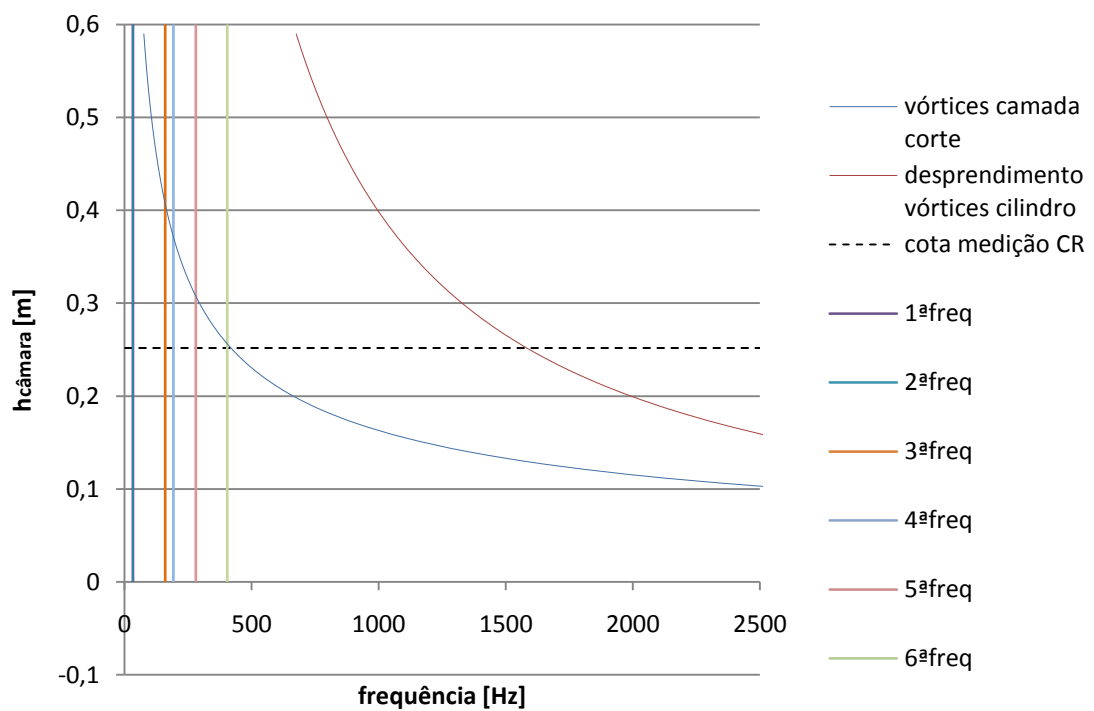


Figura 3.20 – gráfico das frequências naturais do tubo de Pitot de latão

No gráfico está ilustrada a tracejado a coordenada axial a que se situa a haste do Pitot perpendicular ao eixo do escoamento, quando se está a medir no centro de recirculação, determinado experimentalmente no Capítulo 4. Num pequeno intervalo centrado neste ponto



pretende-se que não ocorra vibração, de forma a obter a melhor precisão ao determinar o centro de recirculação. Verifica-se que para este ponto ocorre intersecção com uma frequência natural, logo é esperado que ocorra vibração. Verifica-se também que, para coordenadas axiais superiores ao centro de recirculação, o tubo de Pitot entrará em ressonância por frequências naturais mais baixas. A passagem de vórtices ao medir na camada de corte do escoamento ocorre para frequências mais baixas do que desprendimento alternado de vórtices na haste do Pitot. A perturbação introduzida pelos vórtices da camada de corte é também mais significativa que a causada pelo desprendimento de vórtices na haste, especialmente para coordenadas axiais menores. Conclui-se que neste caso, a vibração no tubo de Pitot é maioritariamente causada pela passagem de vórtices pelo corpo ao medir na camada de corte.

Os resultados obtidos por esta via estão de acordo com o verificado experimentalmente, a ocorrência de vibração. De notar que, para determinada localização da sonda, a amplitude da vibração observada tinha um comportamento sinusoidal, devido ao facto de o jacto turbulento não ter um campo de velocidades constante, logo induzindo frequências também não constantes. Tal facto justifica que, apenas momentaneamente, o corpo entre em ressonância por haver coincidência com uma frequência natural do mesmo.

Idealmente, pretendia-se deslocar as frequências naturais para valores mais elevados, de forma a que a intersecção destas com os gráficos das frequências dos vórtices se desse para valores de coordenada axial baixos. De facto, com a montagem experimental que foi utilizada, verificou-se que as medições abaixo de uma determinada cota nem eram possíveis, pois os valores de pressão total eram tais que excediam a capacidade do micromanómetro utilizado.

### **3.3.3 Modelação de diferentes configurações do tubo de Pitot em Ansys**

Para alterar as frequências naturais de um corpo, definidas pelas matrizes de rigidez e de massa, é necessário actuar nas mesmas. Foi estudado o efeito de mudanças de dimensões e de material ao nível das frequências naturais do tubo de Pitot.

As mudanças de dimensão consideradas foram ao nível dos comprimentos e diâmetros das hastes do tubo, tendo em conta os condicionantes a estes, revistos no início deste Capítulo, nomeadamente efeitos de intrusão da sonda e dimensões mínimas requeridas para a medição no modelo. Foram apenas considerados elementos com secção circular.

Foram modeladas diferentes configurações do tubo de Pitot utilizando o software *Ansys*, de forma a avaliar a evolução das frequências naturais, com o objectivo de definir uma configuração que minimizasse a vibração.

Foram modeladas duas sondas de dimensões iguais à utilizada experimentalmente, mas cujos materiais são, respectivamente aço e fibra de carbono, de forma a avaliar qual o efeito nas frequências naturais. Os resultados são apresentados em tabelas e gráficos semelhantes ao da primeira análise.

| frequências naturais - aço [Hz] |      |       |       |       |       |
|---------------------------------|------|-------|-------|-------|-------|
| 1ª                              | 2ª   | 3ª    | 4ª    | 5ª    | 6ª    |
| 48,6                            | 48,7 | 235,3 | 282,6 | 412,3 | 593,9 |

Tabela 3.2 – frequências naturais tubo de Pitot em aço

| frequências naturais - fibra de carbono [Hz] |       |     |       |        |        |
|--|-------|-----|-------|--------|--------|
| 1ª   | 2ª    | 3ª  | 4ª    | 5ª     | 6ª     |
| 163,2  | 163,9 | 791 | 950,2 | 1386,2 | 1996,9 |

Tabela 3.3 – frequências naturais tubo do Pitot em fibra de carbono

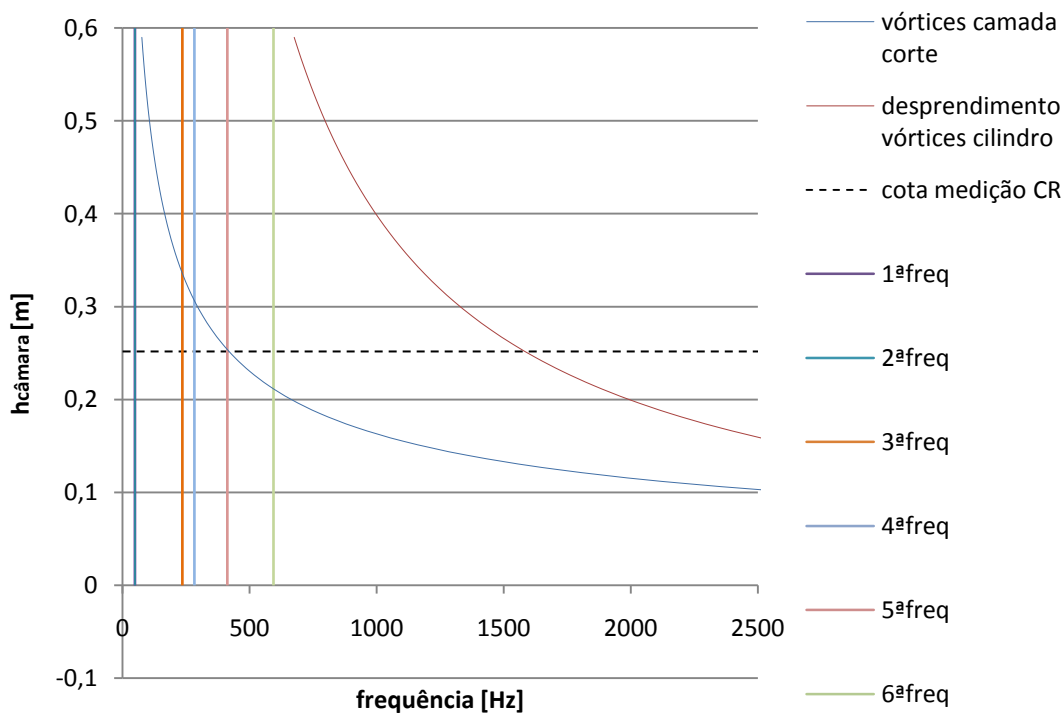


Figura 3.21 – gráfico das frequências naturais do tubo de Pitot em aço

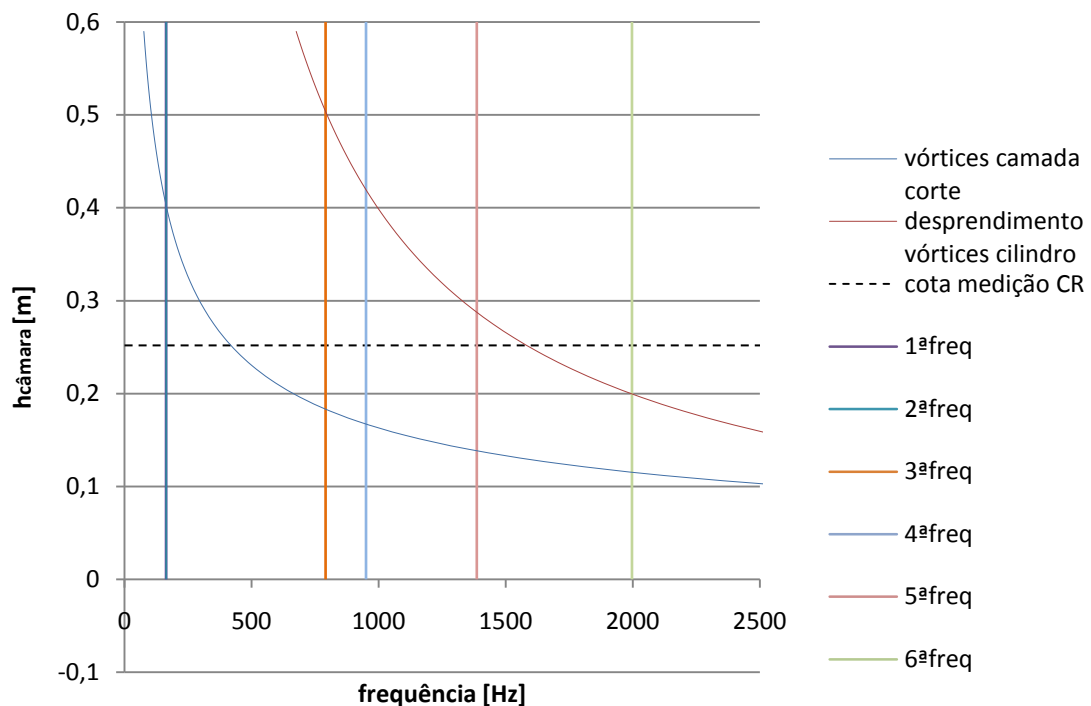


Figura 3.22 – gráfico das frequências naturais do tubo de Pitot em fibra de carbono

Para o tubo de Pitot em aço, as frequências naturais aumentaram, no entanto este aumento não é suficiente para as deslocar para valores acima das frequências dos vórtices nas coordenadas axiais de interesse, e o cruzamento com a cota do centro de recirculação desloca-se para mais perto dos primeiros modos de vibração. Assim, em termos de proximidade das frequências naturais relativamente à frequência de passagem de vórtices, esta configuração não é ideal, e verifica-se a necessidade de alterar a geometria de forma a tentar obter melhores resultados.

Construiu-se uma sonda semelhante a esta (*figura 3.23*), para a qual o troço de maior diâmetro é de aço e os restantes de latão. Por falta de tempo não foi possível realizar o estudo por elementos finitos desta sonda, no entanto espera-se que o seu comportamento seja bastante semelhante à de aço. Verificou-se que esta sonda vibrava consideravelmente menos que a sonda em latão. Este comportamento pode-se justificar pelo menor efeito que as perturbações induzidas pelo escoamento têm, dada a sua maior rigidez. No entanto, salvaguarda-se a hipótese de os resultados de simulação e/ou de cálculo não estarem correctos, e não ocorrer cruzamento de frequências naturais com as frequências de desprendimento de vórtices.

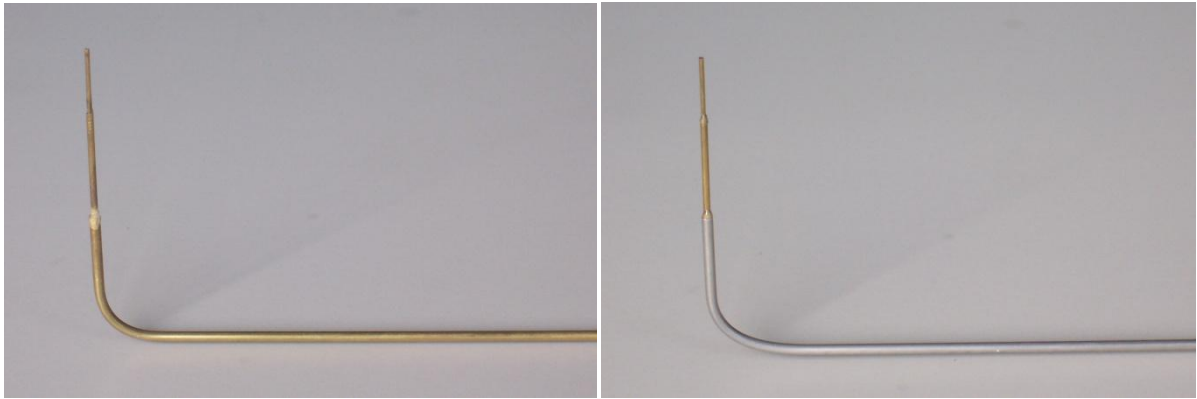


Figura 3.23 – tubos de Pitot utilizados (lado esquerdo - latão; lado direito - aço e latão)

No caso do tubo de Pitot em fibra de carbono, verifica-se que ainda ocorre cruzamento com a primeira frequência de vibração, no entanto este cruzamento não se dá na cota de medição do centro de recirculação. Para os restantes modos de vibração determinados, ocorre cruzamento com o gráfico do desprendimento alternado de vórtices, no entanto considera-se que esta perturbação não é tão significativa. Esta configuração apresenta menor possibilidade de ocorrer ressonância relativamente aos casos do material ser latão ou aço. No entanto, dever-se-à ter em conta que a curvatura descrita na geometria deste tubo dificilmente seria reproduzida considerando os meios disponíveis a este projecto, e que não foram encontrados comercialmente tubos de fibra de carbono de diâmetro exterior inferior a 4mm. Adicionalmente, foram admitidas determinadas propriedades de resistência mecânica para a fibra de carbono, mas na realidade estas apresentam grande variação, nomeadamente devido às várias possibilidades de disposição das fibras do material. Assim, apesar de se ter estudado esta configuração, não se considera a possibilidade de fabrico desta sonda.

Foram estudadas diversas configurações para o tubo de Pitot a nível geométrico, para os materiais aço e latão, cujas configurações e resultados estão disponíveis no *Anexo IV*.

Das configurações testadas, verificou-se não existir nenhuma na qual as frequências naturais de vibração estivessem acima da frequência do desprendimento alternado de vórtices, antes do cruzamento com o centro de recirculação. De facto, nas melhores aproximações que se obtiveram a este resultado, as duas primeiras frequências tinham sempre valor inferior. De notar que os dois primeiros modos de vibração são caracterizados pela flexão da haste encastrada do Pitot.

Em última análise, o corpo que deriva da geometria aos tubos de Pitot estudados que terá as frequências naturais mais elevadas será um tubo simples, encastrado numa extremidade. Para esta configuração, o tubo que terá frequências naturais mais elevadas será o que tiver o comprimento

mínimo e a maior espessura de parede. Foi modelado um tubo em aço, de comprimento 100mm e com espessura de parede de 1mm (*figura 3.24*).

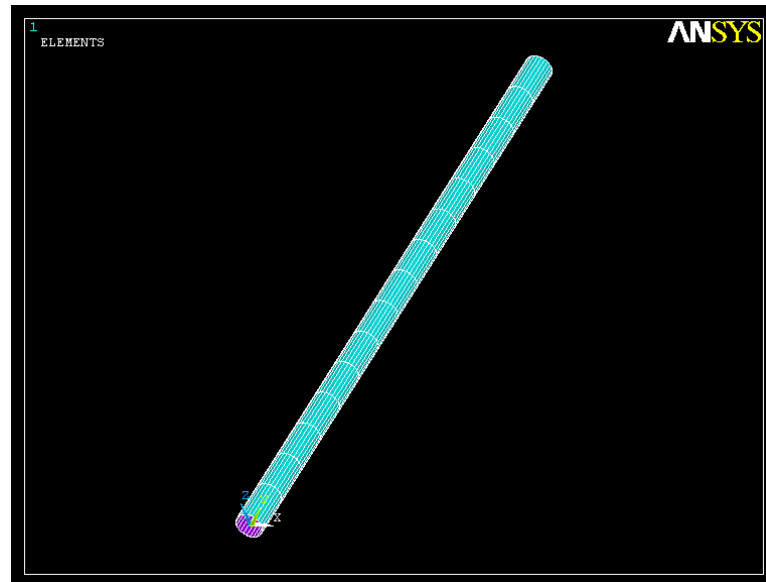


Figura 3.24 – discretização do tubo em elementos finitos

Obtiveram-se as seguintes frequências naturais:

| frequências naturais – tubo de aço [Hz] |       |        |        |        |        |
|---|-------|--------|--------|--------|--------|
| 1ª                                      | 2ª    | 3ª     | 4ª     | 5ª     | 6ª     |
| 419,7                                   | 419,7 | 2623,3 | 2623,3 | 7347,0 | 7347,0 |

Tabela 3.4 – frequências naturais do tubo de aço

As duas primeiras frequências naturais foram introduzidas no gráfico da *figura 3.25*.

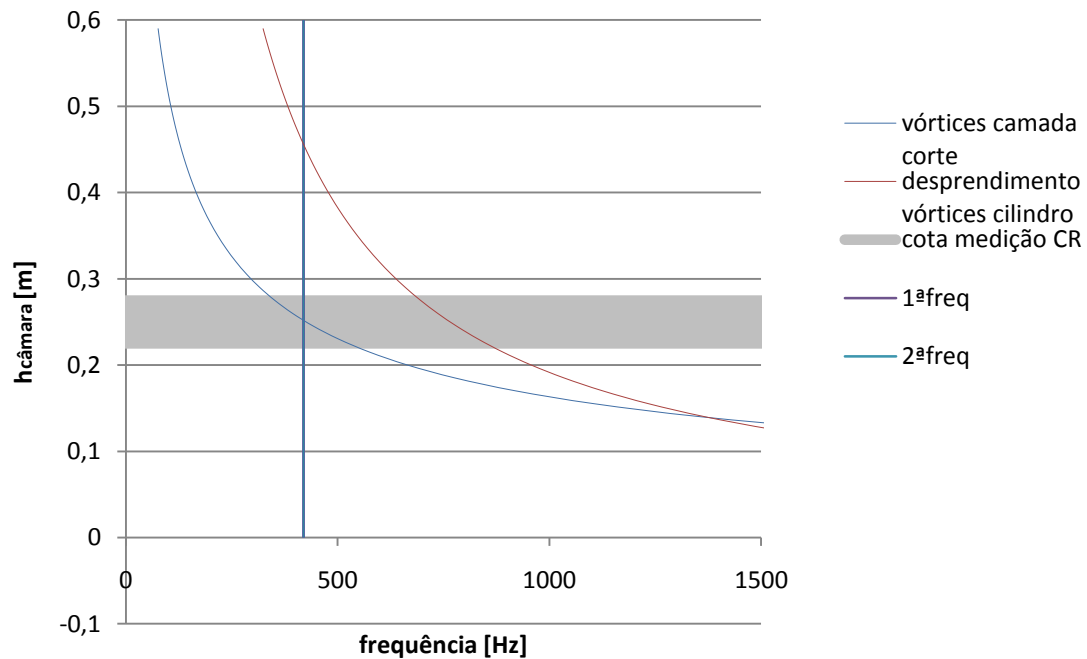


Figura 3.25 – gráfico das frequências naturais para o tubo encastrado

A altura a que o tubo se situa foi definida num intervalo de valores admissíveis para o comprimento da haste que contém a extremidade sensível da sonda (perpendicular ao tubo). Verifica-se que neste caso ainda ocorre possibilidade de cruzamento com as frequências dos vórtices, ao medir num intervalo em torno do centro de recirculação. Sendo assim, qualquer configuração para um tubo de Pitot que derive desta geometria terá frequências naturais com valores menores, pelo que se conclui que, tendo em conta os materiais considerados e a minimização dos efeitos de intrusão da sonda, não é possível elevar as duas primeiras frequências naturais para valores acima dos da frequência da passagem de vórtices ao medir na camada de corte.

A configuração para um tubo de Pitot que aparentemente apresenta um melhor compromisso para a caracterização deste escoamento é dada pelo Pitot 11 (*figura 3.26*):

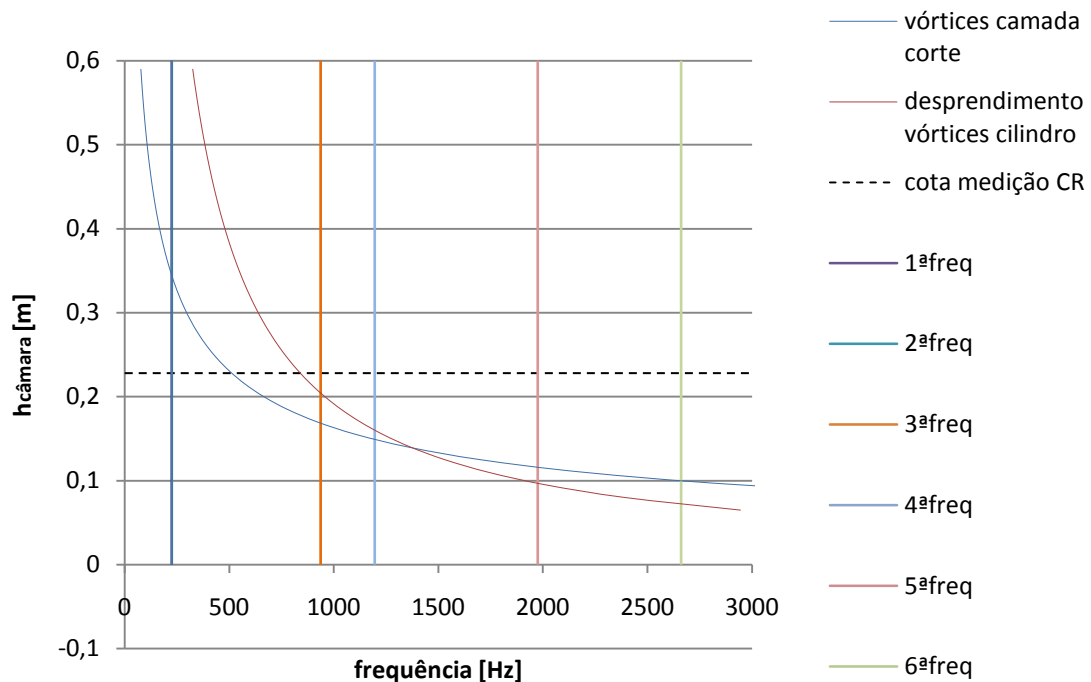


Figura 3.26 – gráfico das frequências naturais para o Pitot 11

Nesta configuração, a zona de medição está situada entre as duas primeiras e a terceira frequência natural. Neste caso, dada a geometria do corpo e o facto de as duas primeiras frequências serem iguais, com igualdade dos modos de vibração, é de considerar uma redundância do software, pelo que na realidade a zona de medição está situada entre a primeira e a segunda frequência fundamental. Existe cruzamento com a frequência de desprendimento de vórtices na esteira da haste, no entanto, como já referido, considera-se esta perturbação menor. Contudo, é de notar que o cruzamento com a coordenada axial do centro de recirculação dá-se para uma frequência que é próxima de um múltiplo da primeira frequência natural, pelo que a ocorrência de vibração também é uma possibilidade para este caso.

Esta análise foi toda realizada numa base teórica, pelo que carece de verificação experimental, que se apresenta aqui como sugestão para trabalho futuro.

## Capítulo 4 – Caracterização da aerodinâmica interior do modelo

### 4.1 A montagem experimental

A montagem experimental realizada é ilustrada na figura seguinte.



Figura 4.1 – montagem experimental

A montagem inicia-se pelo compressor que, como já referido no Capítulo 2, fazia parte de uma outra instalação, na qual o eixo da secção de saída de ar era vertical. Para alterar o posicionamento do compressor, foram construídos dois apoios em aço que permitem, através da regulação da altura, fazer o nivelamento relativo ao pavimento (*figura 4.2*).



Figura 4.2 – Apoios do compressor



Após o compressor foi colocada uma peça que realiza a transição de secção rectangular para circular, construída em aço. Para esta peça considerou-se o arredondamento das arestas, nomeadamente na proximidade da secção circular, por forma a minimizar a perturbação ao escoamento e consequente perda de carga. No entanto, este arredondamento não foi possível realizar (*figura 4.3*), tendo em conta os meios disponíveis para o fabrico desta peça.



**Figura 4.3 – peça de transição**

A ligação da transição à canalização em PVC foi realizada por meio de um elemento flexível (*figura 4.4*), com o propósito de atenuar a transmissão de vibrações do compressor ao resto da instalação, o que poderia comprometer o posicionamento de elementos durante as medições.



**Figura 4.4 – elemento flexível**

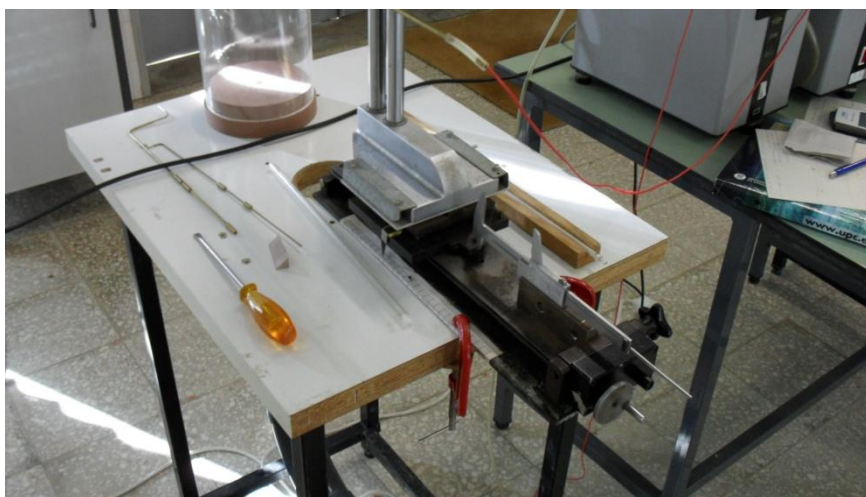
A canalização em PVC inclui os elementos já mencionados no Capítulo 2, nomeadamente um troço recto inicial com uma tomada de pressão estática e um tubo de Pitot numa secção próxima do seu final (*figura 4.5*), a curva, um troço de canalização que inclui no seu final a estrutura em “favo de

abelha”, as transições de secção e um troço final de diâmetro menor (*figura 4.5*), no início do qual foi colocada uma rede.



**Figura 4.5 – canalização e transições de secção**

Na mesa de apoio foi colocado o modelo com o tubo de acrílico e o graminho, que permitiu o posicionamento das sondas de pressão (*figura 4.6*). O graminho permite uma resolução de 0,01mm. Numa outra mesa de apoio foram colocados dois micromanómetros *Betz*, de resolução 0,5Pa e 0,05Kgf/m<sup>2</sup>.



**Figura 4.6 – mecanismo de atravessamento**

Foram utilizados dois tubos de Pitot em “L”, um em “S” e uma sonda de pressão estática para as medições a diversos valores de raio e coordenada axial. Estas sondas foram fabricadas por Vaz no âmbito da sua tese de Doutoramento, estando as suas configurações geométricas disponíveis em (Vaz, 2007). Para medição da pressão estática junto à parede do queimador foi utilizada uma sonda que consiste num tubo recto selado e boleado numa extremidade, com a tomada de pressão a uma pequena distância desta. Apesar do comprimento deste tubo, não se colocou o problema da

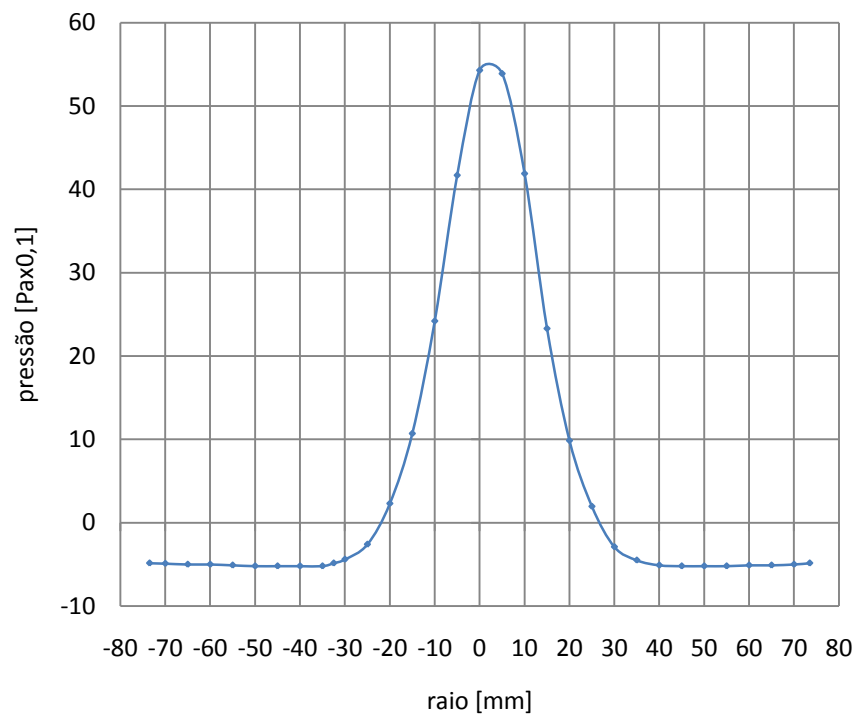
vibração, pois no seu posicionamento garante-se sempre o contacto com o tubo de acrílico ao longo do seu comprimento.

Foram realizadas diversas medições para a caracterização do escoamento, que serão seguidamente apresentadas.

## **4.2 Verificação da simetria do escoamento**

Dada a configuração do modelo, com um injector central concêntrico com a parede do queimador, o escoamento deveria apresentar-se simétrico. Caso não se verificasse simetria, tal poderia dever-se a um desalinhamento na montagem experimental ou, em pior caso, verificar-se que o escoamento à saída do injector ainda não tinha dissipado perturbações originadas pela própria montagem, como por exemplo pela curva de PVC. Para o caso de se verificar esta última hipótese, seria necessário modificar a instalação, o que se revelaria oneroso em termos de despesa e tempo.

Para verificar a simetria do escoamento, foi realizado um atravessamento radial com um tubo de Pitot, de forma a determinar a distribuição de pressão total. Apresenta-se um atravessamento realizado à coordenada  $h=186\text{mm}$  no gráfico da *figura 4.7*. De notar que os valores de pressão total apresentados para raios superiores a 40mm (centro da zona de recirculação) não têm significado físico, pois o tubo de Pitot está a medir na direcção contrária ao escoamento.



**Figura 4.7 – atravessamento radial à coordenada  $h=186\text{mm}$**

Verificou-se que o escoamento apresentava um ligeiro desvio do centro, cujo ponto apresenta o valor mais elevado de pressão, relativamente ao eixo do queimador. Dados os desvios de coaxialidade e circularidade do tubo de acrílico, a incerteza associada ao posicionamento da sonda (estimada ser na ordem de 1mm) e a própria flutuação turbulenta dos valores de pressão num determinado ponto, considera-se que o desvio verificado no escoamento, aproximadamente 3% do valor do diâmetro do queimador, é aceitável.

### 4.3 Determinação do centro de recirculação

A posição do centro de recirculação constitui um dos parâmetros mais importantes para a caracterização do escoamento e um importante dado para a validação de resultados numéricos.

O centro de recirculação é um ponto de sela do escoamento, e sendo a sua velocidade zero, o valor de pressão total é igual ao da pressão estática. Ao fazer-se um atravessamento radial com um tubo de Pitot, irá obter-se um perfil de pressões totais cujas leituras são válidas somente quando o vector velocidade aponta para o sentido da ponta sensível da sonda. Considerando a configuração do

escoamento, à cota do centro de recirculação, os pontos adjacentes a este apresentam sentidos diferentes para a velocidade. Assim, um atravessamento terá um troço válido e um troço não válido de valores de pressão total, separados pelo centro de recirculação. Se for feito um outro atravessamento, à mesma cota, mas com a sonda a medir no sentido oposto, obtêm-se leituras válidas para o troço anteriormente não válido (*figura 4.8*). Sobrepondo estes dois atravessamentos, eles irão cruzar-se no centro de recirculação, cujo valor de pressão é válido para ambos, pois trata-se de uma pressão estática. Desta sobreposição é possível definir o perfil completo de valores de pressão total.

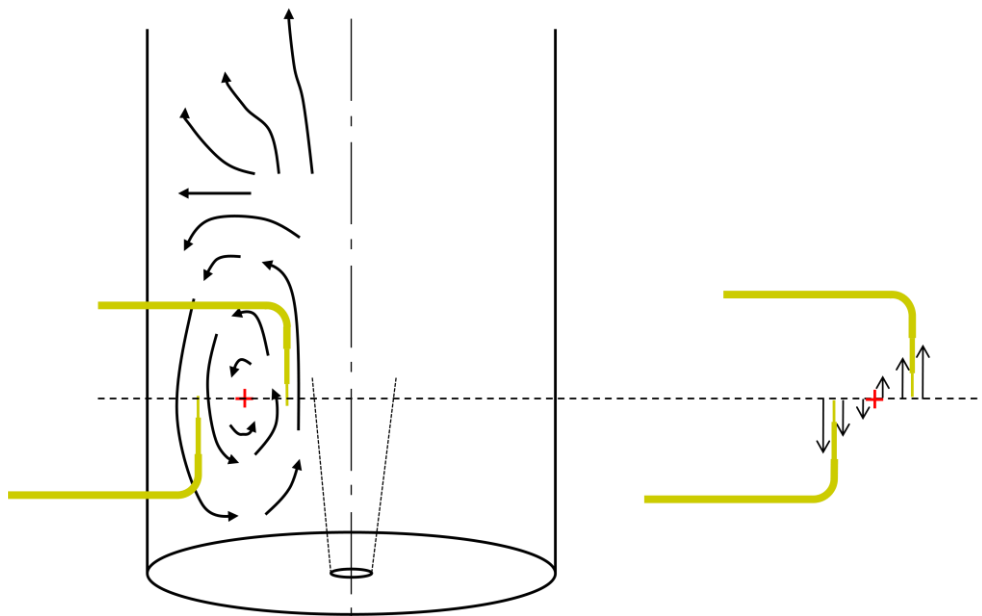


Figura 4.8 – atravessamentos radiais para obtenção de perfis de pressão válidos

Foram feitos dois atravessamentos com um tubo de Pitot em “L” à coordenada  $h=252,9\text{mm}$ , valor indicativo obtido por simulações numéricas iniciais para o centro de recirculação. Para os valores representados a azul, o tubo de Pitot estava a medir com a ponta sensível virada para a face do queimador, enquanto que para os valores a vermelho esta apontava no sentido do escape do queimador.

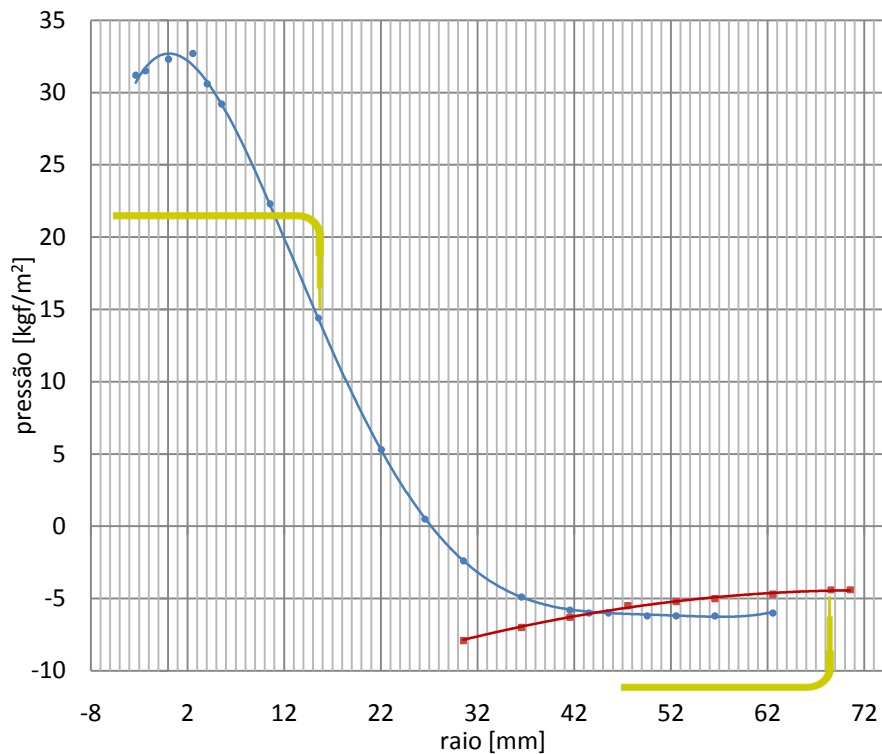


Figura 4.9 – atravessamentos radiais à coordenada  $h=252,9\text{mm}$

O ponto de cruzamento dos gráficos dá-se para a coordenada radial  $r=44\text{mm}$ , o que constitui o resultado de uma primeira iteração para a determinação das coordenadas do centro de recirculação.

Os atravessamentos axiais de pressão total foram realizados com o tubo de Pitot em “S”. Tal como nos atravessamentos radiais, obtém-se um troço válido e um não válido e, realizando dois atravessamentos, com a ponta sensível do tubo de Pitot a apontar em sentidos opostos, é possível obter o perfil válido de pressão total (*figura 4.10*). Neste caso em particular, devido à acrescida dificuldade de reposicionamento da sonda, pode-se realizar a medição nos pontos diametralmente opostos, com a sonda na posição inicial, tendo em conta que o escoamento é simétrico.

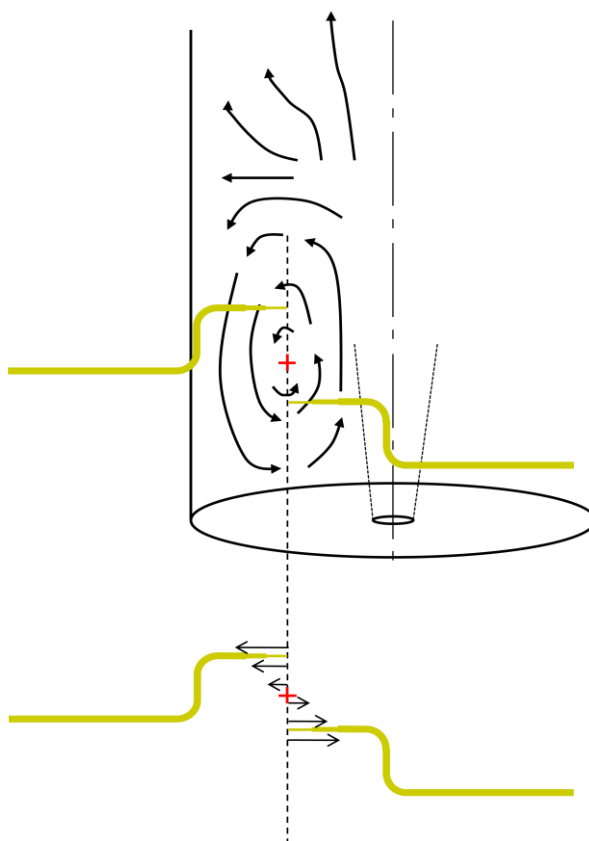
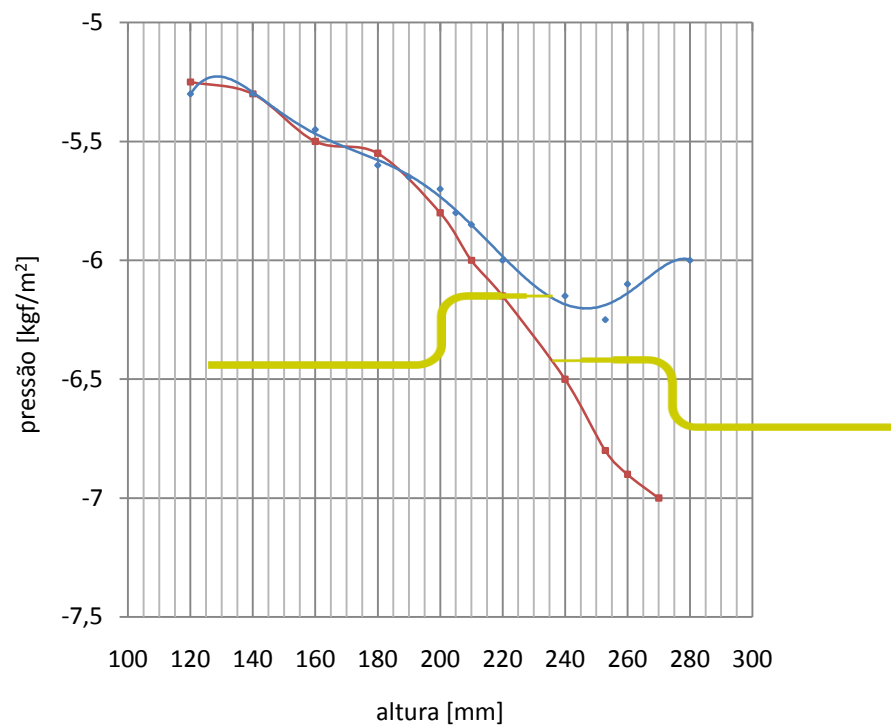


Figura 4.10 - atravessamentos axiais para obtenção de perfis de pressão válidos

Foram realizados dois atravessamentos axiais em sentidos opostos com o tubo de Pitot em S, à altura obtida na primeira iteração. Os valores representados a azul foram medidos da periferia para o centro e os vermelhos do centro para a periferia do queimador.



**Figura 4.11 - atravessamentos axiais no raio r=44mm**

Obteve-se o cruzamento das curvas para a coordenada  $h=190\text{mm}$ . Verificou-se um deslocamento em relação à altura prevista numericamente. Foram realizados dois atravessamentos radiais.



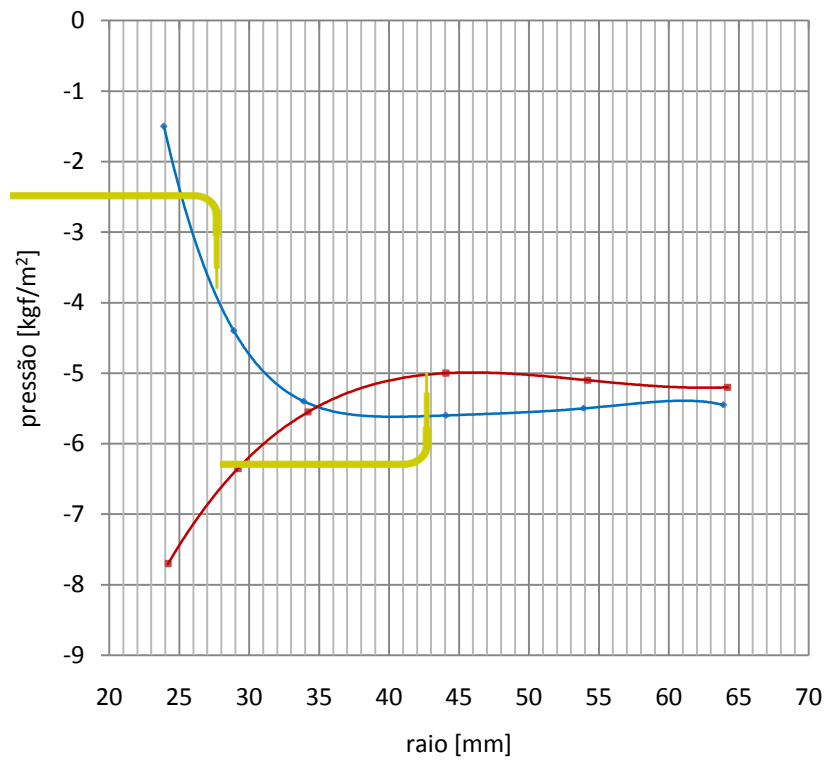
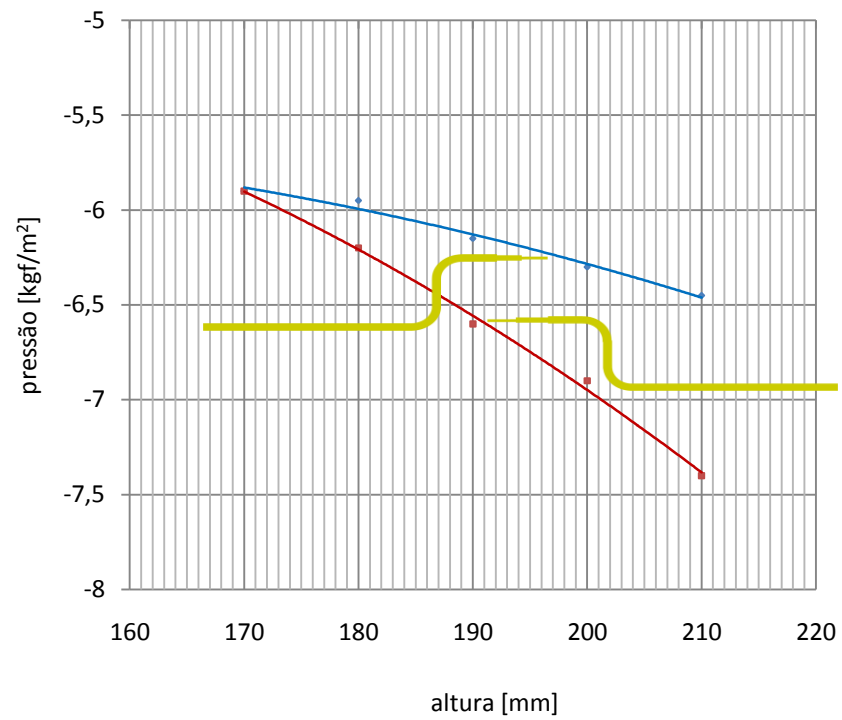


Figura 4.12 – atravessamentos radiais à coordenada  $h=190\text{mm}$

Para esta iteração obteve-se o cruzamento das curvas para o raio  $r=35\text{mm}$ . Devido a uma restrição física dos rasgos do tubo de acrílico, não foi possível medir perfis axiais de pressão total para este raio. Foram realizadas medições para dois valores de raio,  $r=32,3\text{mm}$  e  $r=39,7\text{mm}$ , com o tubo de Pitot em “S”:



**Figura 4.13 – atravessamentos axiais no raio  $r=32,3\text{mm}$**

As curvas deste gráfico intersectam-se na coordenada  $h=170\text{mm}$ . Foram feitos iguais atravessamentos, para o raio  $r=39,7\text{mm}$ :

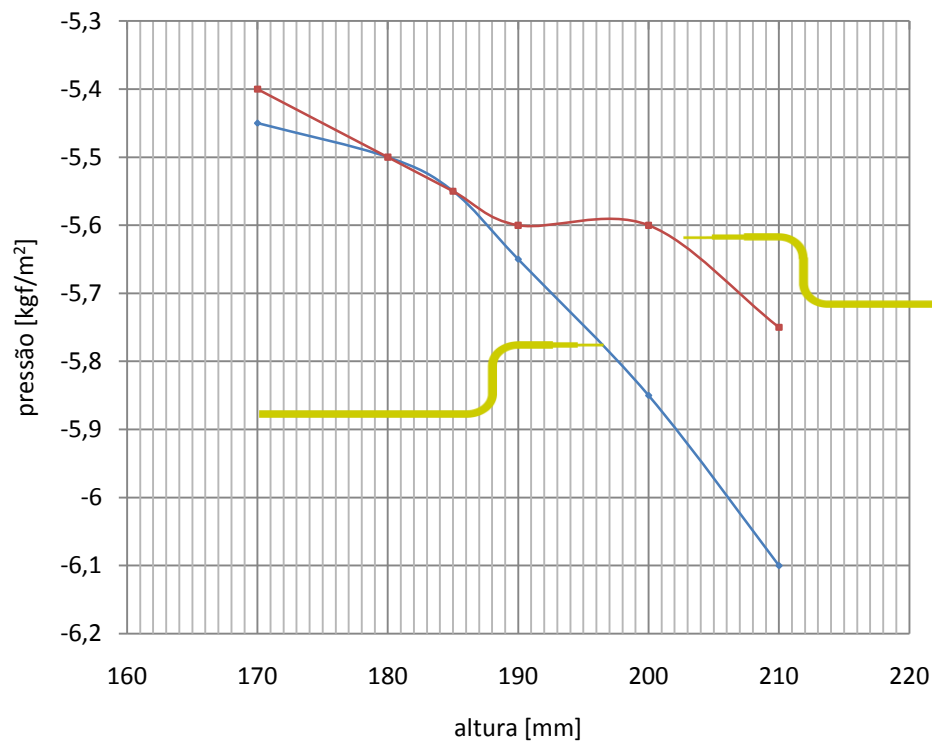


Figura 4.14 – atravessamentos axiais no raio  $r=39,7\text{mm}$

Destes atravessamentos, foi escolhido o de raio  $r=39,7\text{mm}$ , pois o valor de intersecção das curvas dá-se para a coordenada  $h=185\text{mm}$ , o que apresenta maior convergência em relação ao valor obtido em iteração anterior ( $h=190\text{mm}$ ).

A iteração seguinte foi realizada à altura  $h=185\text{mm}$ , onde se realizaram os dois atravessamentos radiais de pressão total com a sonda em “L”.

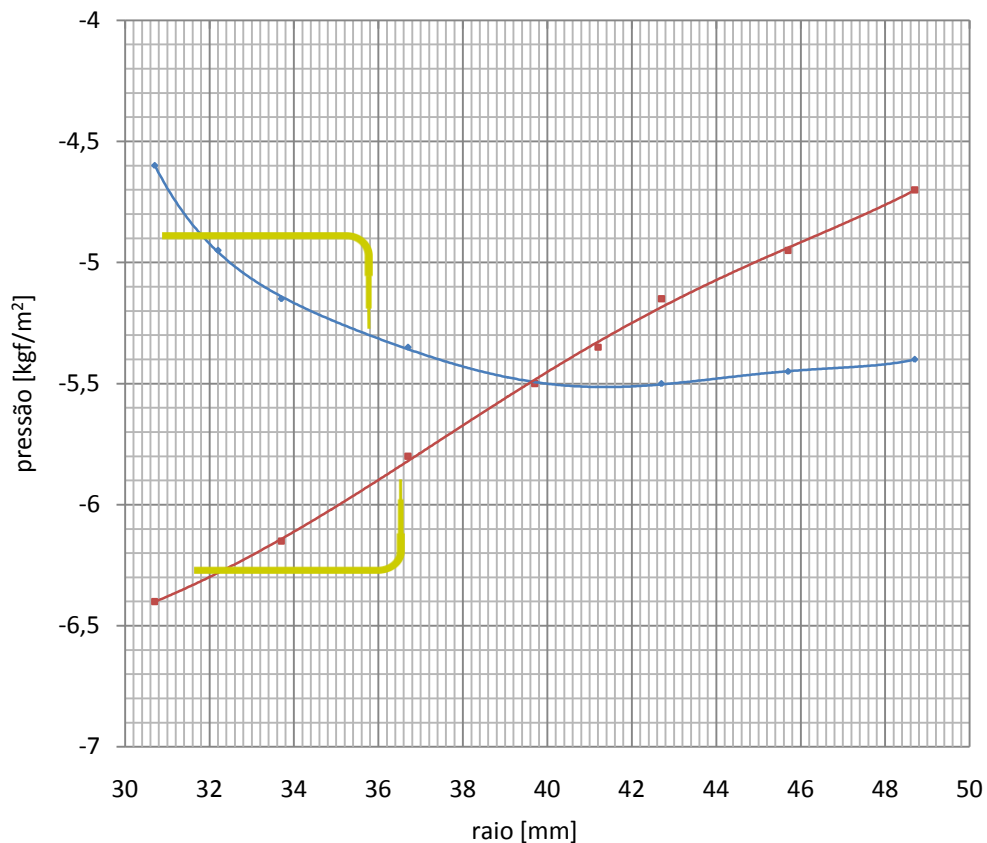


Figura 4.15 – atravessamentos radiais para a coordenada  $h=185\text{mm}$

A intersecção das curvas dá-se para o valor  $r=40\text{mm}$ , que foi o valor do raio para o qual foi realizado o atravessamento axial da iteração anterior, ou seja, obteve-se convergência para o ponto de coordenadas ( $r=40\text{mm}$ ;  $h=185\text{mm}$ ). O ponto de intersecção das curvas corresponde ao centro de recirculação, e o seu valor de pressão total é igual ao valor de pressão estática, pois neste ponto a velocidade é igual a zero. Adicionalmente, faz sentido neste gráfico distinguir quais os ramos válidos dos atravessamentos, pois à cota do centro de recirculação os vectores velocidade têm todos direcção paralela ao eixo do queimador, ou seja, a mesma direcção da haste sensível do tubo de Pitot. Nos atravessamentos anteriores tal distinção não foi feita, pois apesar de se referir a existência de um troço válido, as medições não estão alinhadas com as direcções dos vectores velocidade. Neste caso o perfil válido é constituído pelos troços superiores de cada curva.

O trajecto seguido pelas sucessivas iterações até se ter obtido convergência está ilustrado no gráfico da figura seguinte:

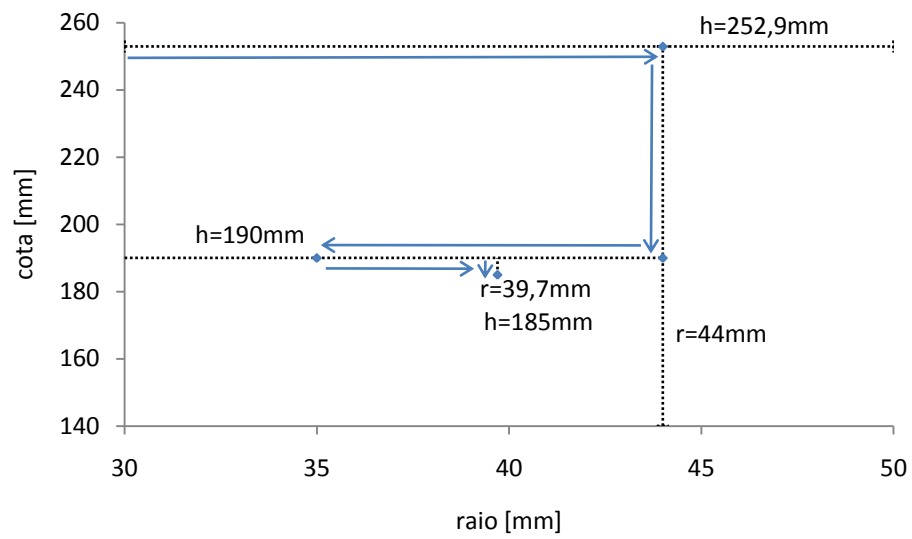


Figura 4.16 – trajecto seguido até se obter convergência

Para confirmar que esta convergência se deu para um valor absoluto e não para um relativo, foram realizados atravessamentos radiais com um tubo de Pitot em “L”, às coordenadas  $h=183\text{mm}$ ,  $h=185\text{mm}$  e  $h=187\text{mm}$ . Destes atravessamentos, o que apresentar o valor mais baixo de pressão total corresponde ao verdadeiro centro de recirculação.

Para a coordenada  $h=183$  obteve-se:

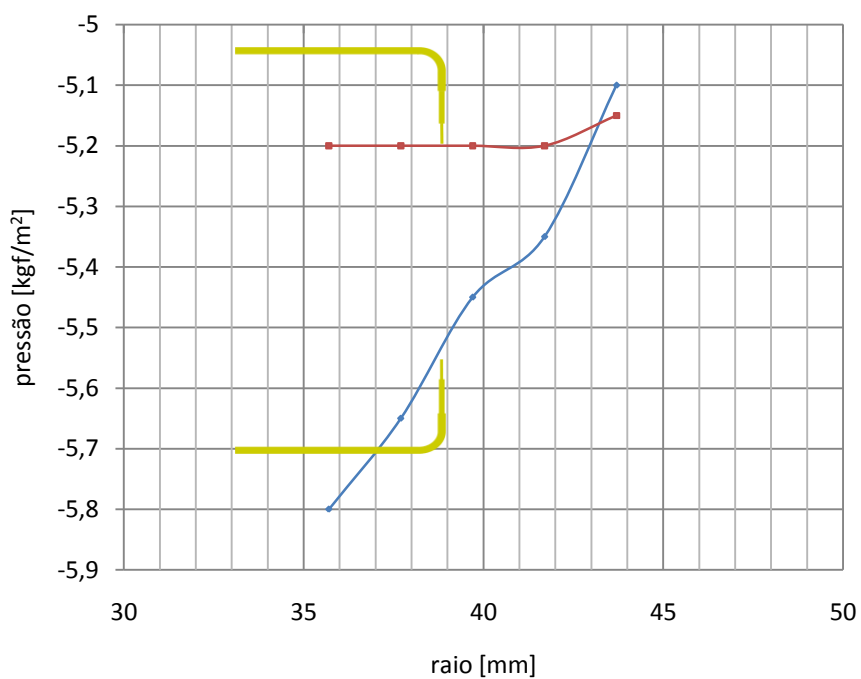


Figura 4.17 – atravessamentos radiais à coordenada  $h=183$  mm

A intersecção das curvas neste caso dá-se para um valor que difere do obtido pela convergência anterior. Para a coordenada  $h=185$  mm obteve-se:

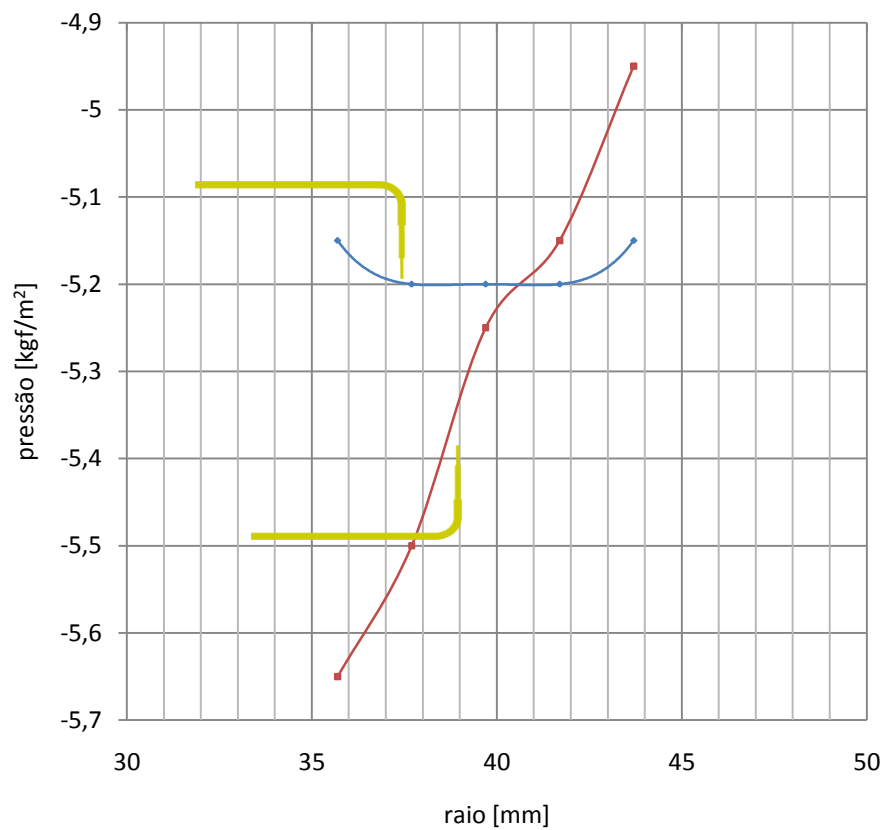


Figura 4.18 – atravessamentos radiais à coordenada  $h=185\text{mm}$

O valor da intersecção das curvas deste gráfico está de acordo com o valor da convergência anterior. Para a coordenada  $h=187\text{mm}$  obteve-se:

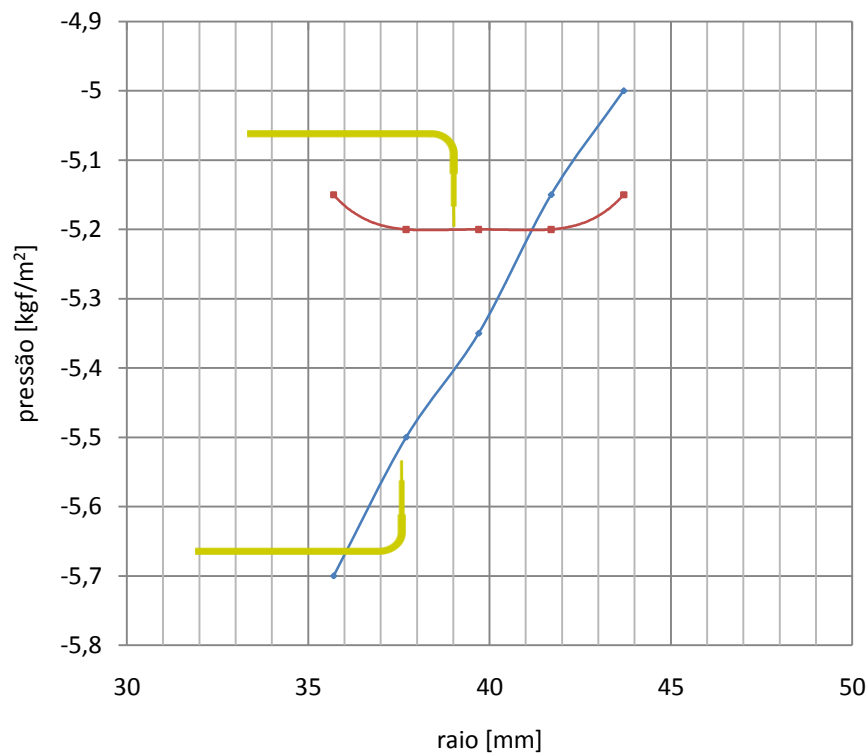


Figura 4.19 – atravessamentos radiais à coordenada h=187mm

O valor da intersecção das curvas deste gráfico também está de acordo com o valor obtido anteriormente, considerando a incerteza associada a esta medição.

Verificou-se que o valor de pressão total, correspondente à pressão estática no centro de recirculação, obtido do cruzamento das curvas dos gráficos era menor para as coordenadas h=185mm e h=187mm. Como estes dois valores eram praticamente iguais, foi feito outro par de atravessamentos radiais, à altura h=189mm, de forma a poder balizar o valor da convergência absoluta.



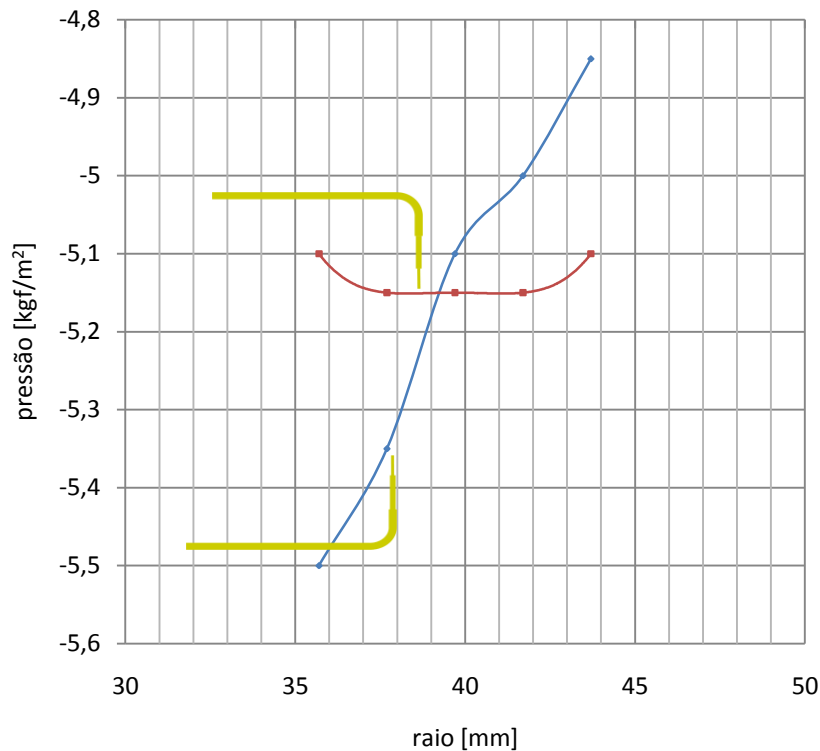


Figura 4.20 – atravessamentos radiais à coordenada  $h=189\text{mm}$

Verificou-se que o valor de pressão total era mais elevado para este caso, revelando que nos afastamos do centro de recirculação.

Os gráficos que apresentam valores mais baixos de pressão para o ponto de intersecção das curvas são os realizados nos atravessamentos às coordenadas  $h=185\text{mm}$  e  $h=187\text{mm}$ . Pode-se concluir que o centro de recirculação situa-se num intervalo definido pelos valores das coordenadas obtidas destes dois gráficos. Este pequeno intervalo de variação considera-se aceitável, dado tratar-se de um escoamento turbulento, no qual um ponto não apresenta um valor constante de velocidade, mas antes um valor médio.

Estas medições permitiram concluir que o centro de recirculação situa-se à altura  $h=186\pm 1\text{mm}$  e raio  $r=40,5\pm 0,5\text{mm}$ . A pressão estática no centro de recirculação apresenta o valor de  $-54,0\text{Pa}$ .

#### 4.4 Determinação do fecho da zona de recirculação

O fecho da zona de recirculação é um ponto de estagnação do escoamento, logo caracteriza-se por ter o vector velocidade perpendicular à parede do queimador (*figura 4.21*). Todas as partículas acima desta zona dirigem-se directamente para o escape do queimador, já não tendo a possibilidade de recircular. A determinação desta cota é importante pois permite avaliar a extensão da zona de recirculação, bem como o seu valor constitui um dado para comparação com resultados numéricos.

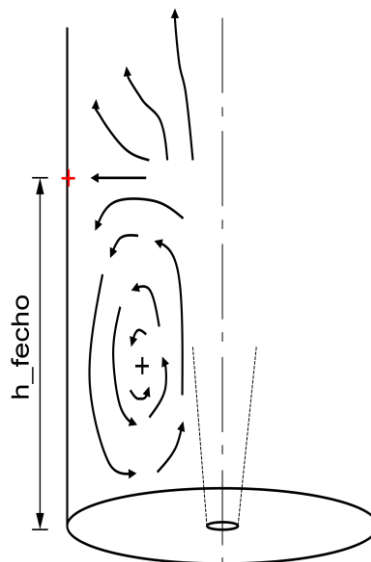


Figura 4.21 – fecho da zona de recirculação

Para determinar a localização da zona de fecho, foi realizado um atravessamento radial com uma sonda junto à parede do queimador. A sonda utilizada consiste num tubo recto de latão, tamponado e boleado numa extremidade, com um orifício a uma pequena distância dessa extremidade. Para a medição, o referido orifício foi alinhado com o centro do queimador, e o valor da medição tomado à cota a que este se situa. Pela sua configuração, esta sonda poderia ser designada como sonda de pressão estática, no entanto, para esta medição em particular, a mesma sonda efectua leituras de pressão total. Num determinado intervalo centrado na cota de fecho, os valores de pressão lidos correspondem à pressão total, pois o escoamento está perpendicular, ou com um pequeno desvio angular (como visto no Capítulo 3) ao orifício da sonda. Noutros dois intervalos, um centrado na cota da zona de recirculação e o outro localizado próximo da saída do

queimador, o escoamento apresenta os vectores velocidade alinhados com o eixo da sonda, e os valores obtidos correspondem a medições de pressão estática. Nos pontos não pertencentes aos intervalos referidos, os valores de pressão medidos correspondem à pressão estática somada com uma fracção da pressão dinâmica, pesada consoante o alinhamento do vector velocidade em relação à perpendicular ao eixo da sonda.

Dado o elevado tempo necessário para o posicionamento desta sonda, decidiu-se realizar um atravessamento detalhado no intervalo de valores permitido pelo alcance físico da sonda.

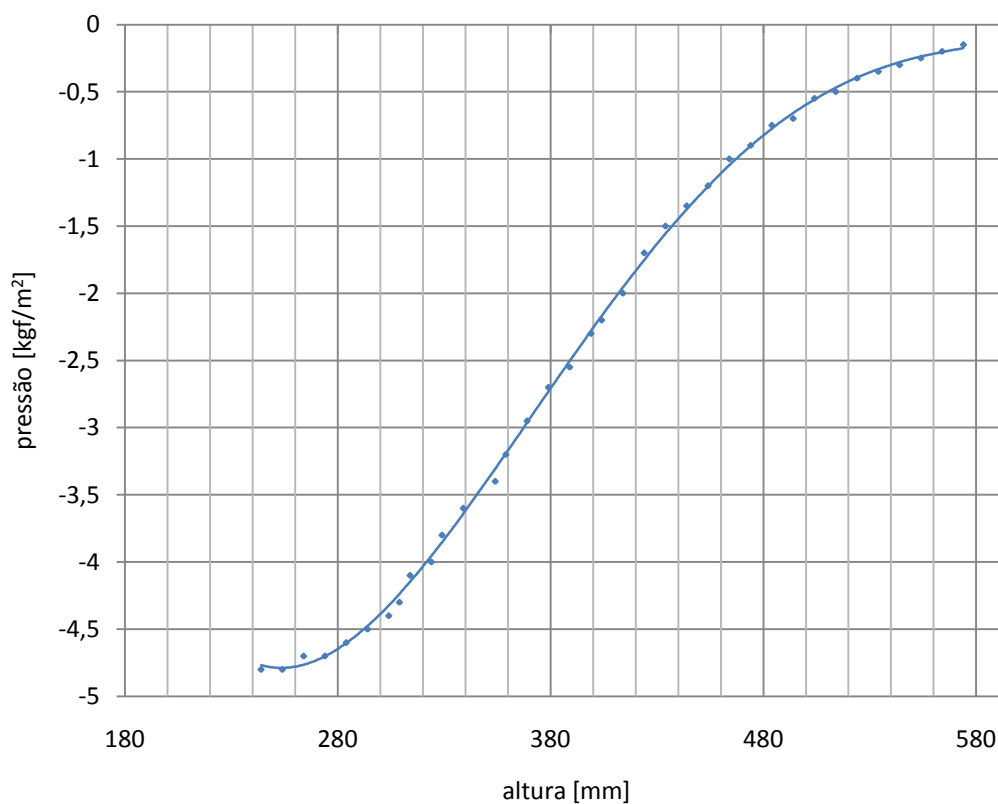


Figura 4.22 – atravessamento para localização da zona de fecho da recirculação

A interacção da pressão estática com as contribuições da pressão dinâmica resultam em gradientes dos valores lidos pela sonda que mudam de sentido ao afastar da zona de fecho, em ambas as direcções. Para valores inferiores de cota, a pressão estática é negativa, com tendência a aumentar em valor absoluto para cotas mais próximas do queimador, à qual se soma uma fracção de pressão dinâmica também negativa, pois os vectores velocidade estão situados na parte de retorno da recirculação, igualmente com tendência a aumentar até à cota do centro de recirculação. Para cotas acima da zona de fecho, a pressão estática negativa tende a diminuir na direcção do escape até

atingir a pressão atmosférica neste, à qual se soma a contribuição da pressão dinâmica, de valores positivos, dado que os vectores velocidade estão todos fora da zona de recirculação. A zona de fecho localiza-se num local que, tendo uma evolução relativamente constante, separa as duas variações de gradientes referidas. Esse local corresponde na curva do gráfico ao ponto de inflexão, cuja altura correspondente é aproximadamente  $h=400\text{mm}$ .

Verificou-se visualmente este resultado com um fino fio de lã que, devido à sua baixa densidade, seguia as linhas de corrente do escoamento. Devido ao carácter turbulento e transitório do mesmo, a linha de corrente perpendicular ao tubo do queimador oscilava entre coordenadas próximas do valor  $h=400\text{mm}$ . Conclui-se que a zona de fecho localiza-se num pequeno intervalo centrado na coordenada  $h=400\text{mm}$ , cuja amplitude não se considera válido quantificar, tendo em conta os dados disponíveis.

#### **4.5 Determinação da velocidade máxima de retorno**

A velocidade máxima de retorno permite caracterizar a intensidade da recirculação. Tal como o centro de recirculação e a zona de fecho, a velocidade máxima de retorno constitui um dado importante para a validação de resultados numéricos.

Esta velocidade localiza-se na periferia da zona de recirculação, próxima da cota do centro da mesma. Nesta zona o escoamento forma, devido à existência do próprio centro de recirculação, um efeito semelhante a uma contracção da área de passagem. Assim, não considerando efeitos de compressibilidade do fluido, a velocidade aumenta devido a esta contracção de área.

Para determinar a localização do ponto de velocidade máxima de retorno, foi feito um atravessamento radial à cota do centro de recirculação com um tubo de Pitot em “L”, posicionado com a ponta sensível direccionada para o escape do queimador. Tendo em conta que a medição está a ser realizada à cota do centro de recirculação, considera-se que a direcção dos vectores velocidade está alinhada com a sonda e o valor lido corresponde à pressão total. Admitindo que a variação da pressão estática no intervalo de valores que se mede é baixa relativamente à variação da pressão dinâmica, o ponto que apresentar maior valor de pressão total será o que terá velocidade máxima.

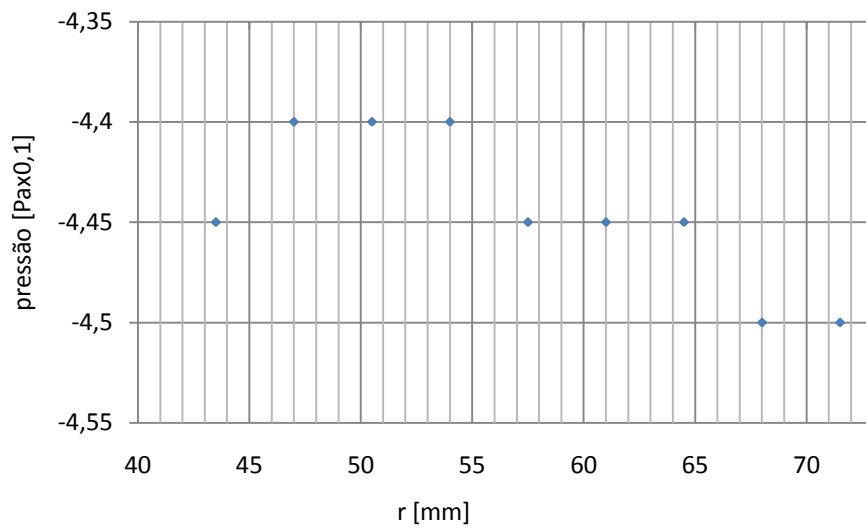


Figura 4.23 – atravessamento radial à coordenada  $h=186\text{mm}$

Para este atravessamento a resolução do micromanómetro já se revelou insuficiente para a definição de uma boa curva, pelo que se escolheu não a representar. O ponto de pressão máxima localiza-se aproximadamente no raio  $r=50,5\text{mm}$ . Dado que o ponto de velocidade máxima de retorno não tem obrigatoriamente de estar localizado à altura do centro de recirculação, esta constitui apenas a primeira iteração do processo. Foi feito um atravessamento axial com o tubo de Pitot em “L”, no raio obtido na primeira iteração. Esta medição foi realizada numa zona na qual os vectores velocidade podem não estar alinhados com o tubo de Pitot, e consequentemente ao valor medido corresponder uma velocidade inferior à real. No entanto, o ponto de velocidade máxima terá sempre o valor mais elevado de pressão total, pois por definição o seu vector é perpendicular ao queimador, tendo a direcção do tubo de Pitot.

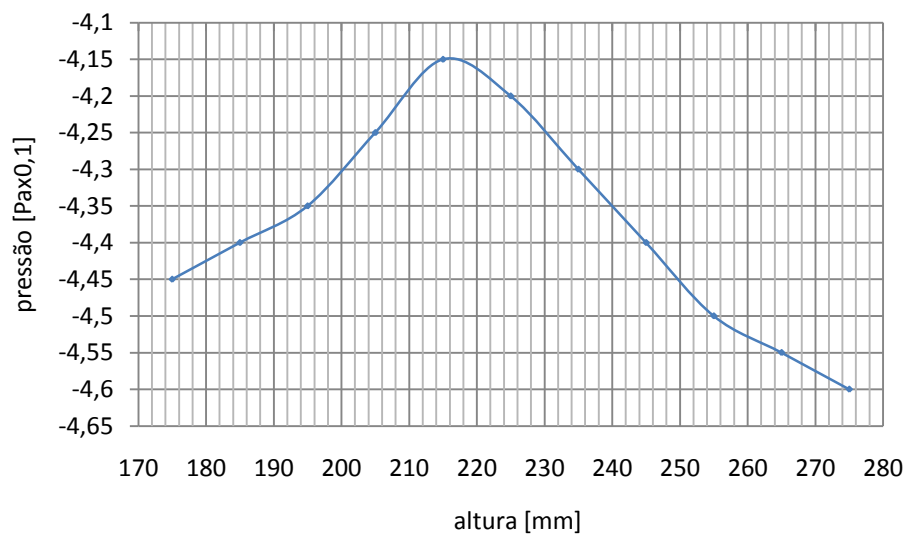


Figura 4.24 – atravessamento axial no raio 50,5mm

O ponto de pressão máxima foi localizado para a coordenada  $h=216\text{mm}$ , na qual foi realizado um novo atravessamento radial.

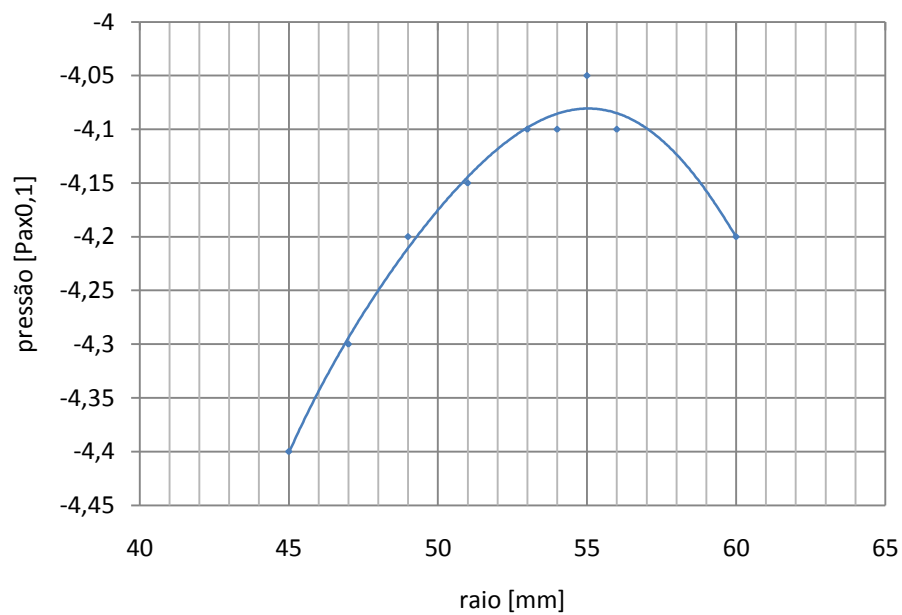


Figura 4.25 – atravessamento radial para a coordenada  $h=216\text{mm}$

Neste atravessamento determinou-se que a pressão máxima ocorria para o raio  $r=55\text{mm}$ . Foi realizado um atravessamento para este raio.

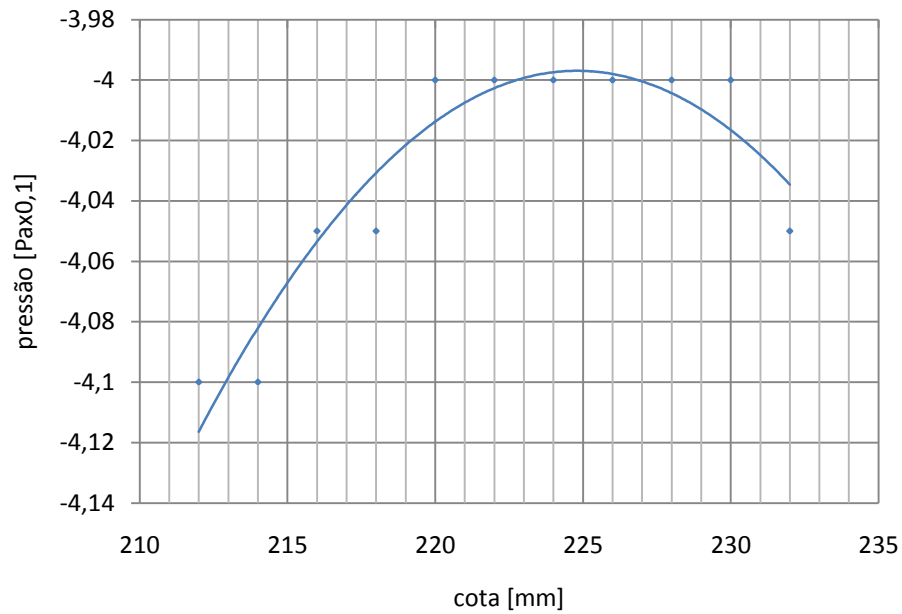


Figura 4.26 – atravessamento axial para o raio  $r=55\text{mm}$

Verificou-se que a pressão máxima ocorria para a altura  $h=225\text{mm}$ . O valor obtido já está próximo do da anterior interação radial, o que significa que se está a convergir em termos de coordenada axial. Foi realizado novo atravessamento à altura determinada.

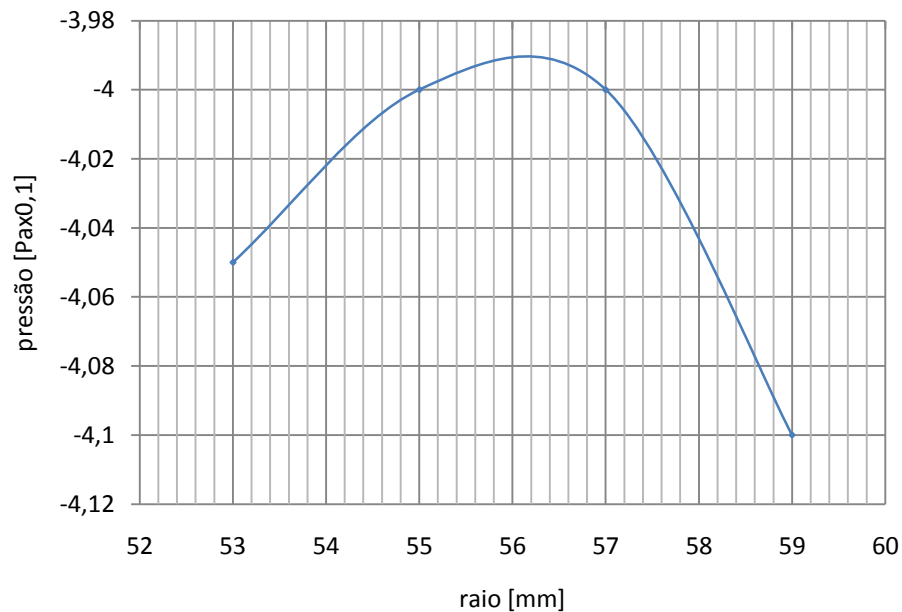
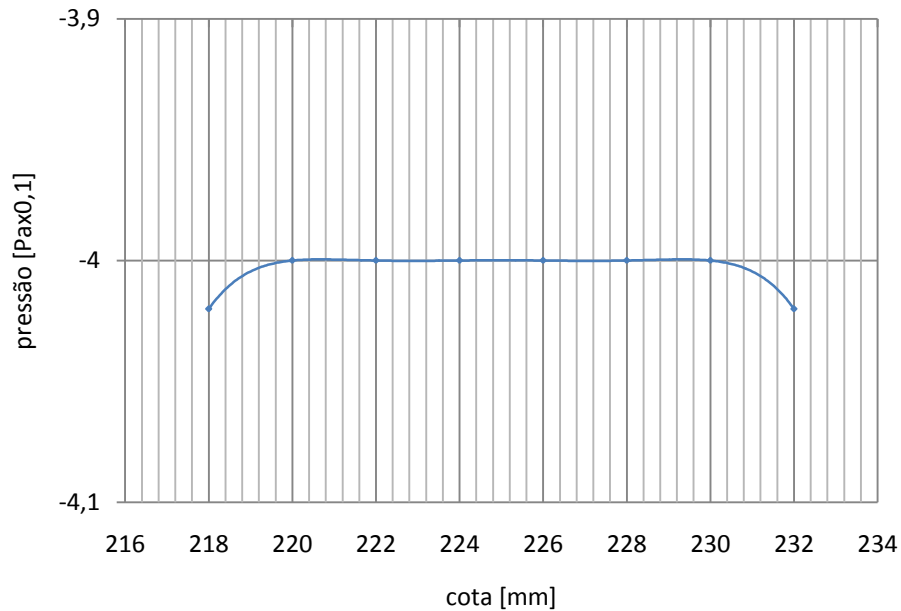


Figura 4.27 – atravessamento radial para a coordenada  $h=225\text{mm}$

O valor de pressão máxima obteve-se para o raio  $r=56\text{mm}$ , indicando proximidade do final da convergência. Foi realizado neste raio o último atravessamento axial.



**Figura 4.28 – atravessamento axial para o raio  $r=56\text{mm}$**

Para este atravessamento verifica-se que a pressão se mantém constante num intervalo de cotas. Este resultado indica que se convergiu, pois verifica-se que o valor de pressão total é máximo.

A zona de pressão máxima é definida num intervalo centrado na coordenada  $h=225\text{mm}$ . A zona de velocidade máxima localiza-se nesse intervalo, sendo necessário determinar a pressão estática para uma avaliação com maior rigor. Para tal, foi realizado um atravessamento axial no raio  $r=56\text{mm}$  com uma sonda de pressão estática.



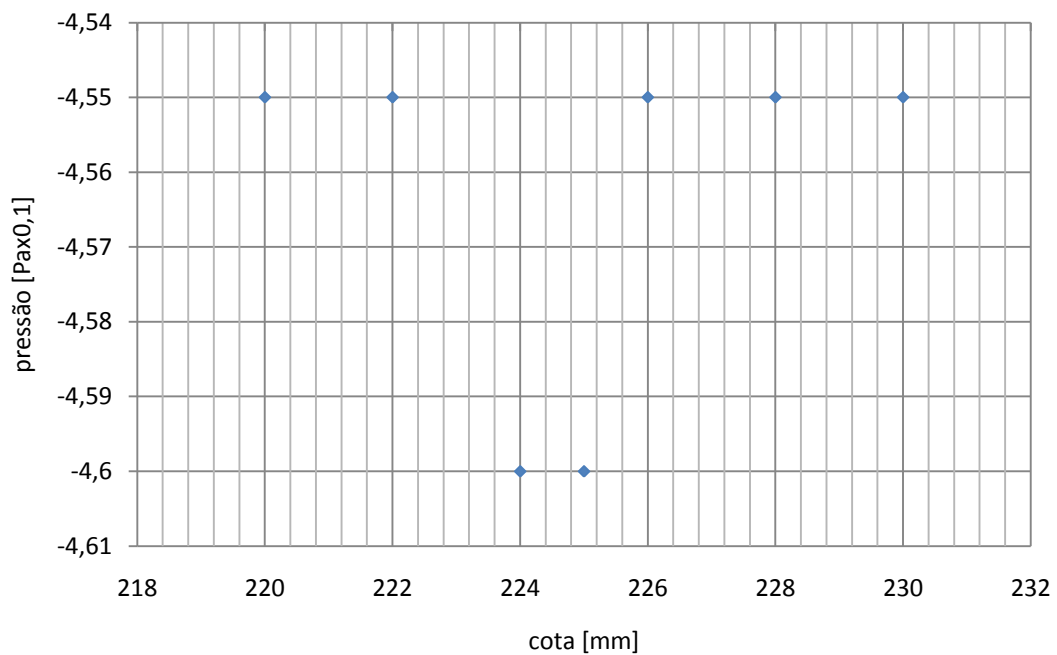


Figura 4.29 – atravessamento axial para o raio  $r=56\text{mm}$

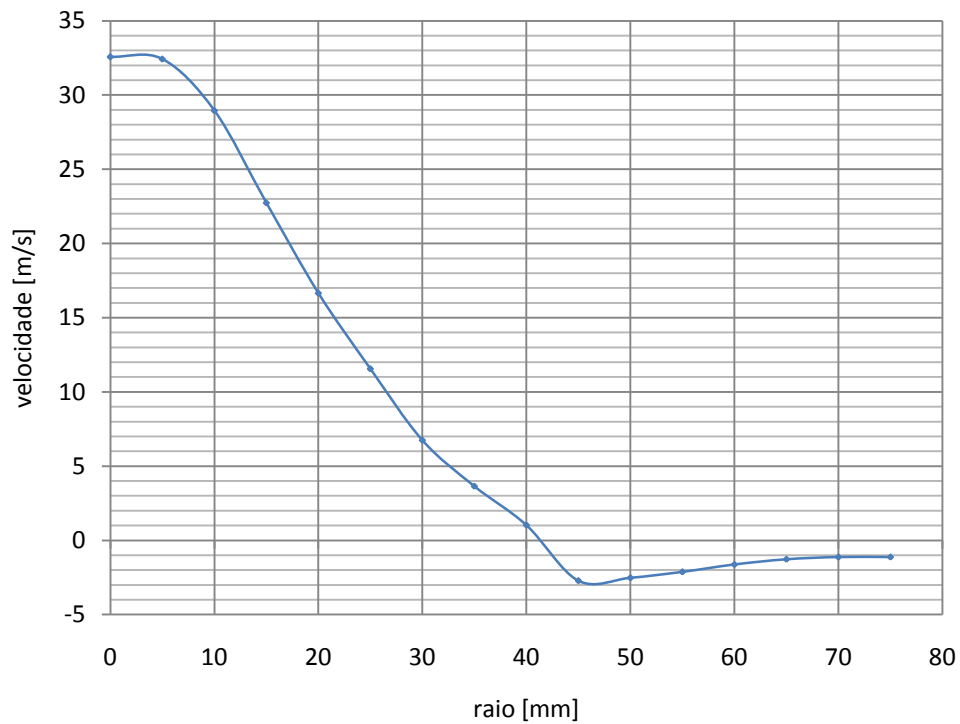
Os valores obtidos apresentam um mínimo situado na coordenada  $h=224,5\pm0,5\text{mm}$ . Verifica-se também que a variação de valores desta pressão não é significativa dentro do intervalo considerado, o que valida o pressuposto assumido no início deste sub-Capítulo.

Conclui-se que a velocidade máxima de retorno se situa nas coordenadas  $h=224,5\pm0,5\text{mm}$  e  $r=56\text{mm}$ . O valor desta velocidade foi calculado com base na pressão dinâmica, tendo-se obtido  $v=3,2\text{m/s}$ .

#### 4.6 Perfil de velocidade à altura do centro de recirculação

O perfil de velocidades à altura do centro de recirculação permite uma visualização da aerodinâmica do escoamento nesta zona. Adicionalmente, parte deste perfil será utilizada para calcular uma aproximação ao valor da taxa de recirculação do escoamento.

Partindo de medições da pressão total e da pressão estática, foi calculada a pressão dinâmica, da qual se obteve o perfil de velocidades à altura do centro de recirculação.



**Figura 4.30 – perfil de velocidades à altura do centro de recirculação**

Neste gráfico pode-se observar que o valor máximo de velocidade de retorno é bastante próximo do valor máximo obtido anteriormente, no entanto a sua posição é bastante mais próxima do centro de recirculação. Tal facto permite inferir sobre um alongamento da forma toroidal da zona de recirculação, acima do seu centro, dirigido para a parede do queimador (*figura 4.31*). Tal forma permite justificar o facto da coordenada do ponto de velocidade máxima de retorno se localizar acima do centro de recirculação.

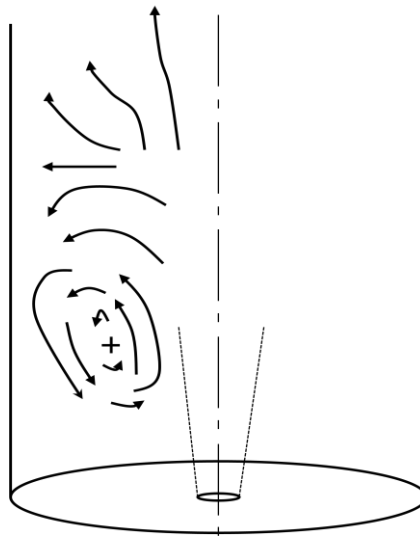


Figura 4.31 – alongamento do toróide de recirculação

Como referido, partindo deste perfil de velocidades obteve-se um valor indicativo da taxa de recirculação do escoamento. Vaz (2007) define uma aproximação a este valor integrando o perfil de velocidades de retorno. A velocidade máxima de retorno não se localiza ao nível do centro de recirculação, e fora deste não se garante a obtenção experimental de um perfil de velocidades válido, pois não é garantido o alinhamento dos vectores velocidade com a sonda. Assim, foi integrado o perfil de velocidades ao nível do centro de recirculação.

Da integração do perfil de velocidades negativas obteve-se um caudal mássico de produtos recirculados de  $0,0051\text{m}^3/\text{s}$ . Para o caudal mássico de ar injectado obteve-se o valor de  $0,040\text{m}^3/\text{s}$ , como se verá mais adiante. Assim, obteve-se como aproximação uma taxa de recirculação de 0,13. Seguindo o diagrama de *Wünnig* ilustrado no Capítulo 1, este valor não é suficiente para a obtenção do regime de combustão sem chama visível. No entanto, considerando que este diagrama é referente à operação de fornalhas de gás e que o escoamento estudado deu-se em condições não reactivas, nada se pode concluir quanto à obtenção de combustão sem chama visível num modelo reactivo do queimador.

#### 4.7 Determinação do caudal volúmico injectado

O caudal volúmico constitui um dado importante para a determinação de outros parâmetros do escoamento, como por exemplo foi o caso de  $K_v$ . A obtenção deste valor permite também realizar a comparação com o valor teórico previsto no Capítulo 2.

Para a determinação do caudal volúmico de ar foram incluídos, como já referido, uma tomada de pressão estática e um tubo de Pitot numa secção final do tubo de PVC de maior diâmetro. Estas duas sondas foram ligadas ao micromanómetro, de forma a efectuar-se uma leitura directa da pressão dinâmica. O valor obtido permitiu calcular a velocidade axial, que se verificou ter o valor  $v=11,26\text{m/s}$ .

Dado o comprimento do tubo, considerou-se que o perfil turbulento de velocidades no seu interior estava completamente desenvolvido, e foi aproximado um perfil teórico de velocidades pela Lei da Potência 1/7, partindo do valor da velocidade axial. Este perfil teórico apresenta uma boa aproximação ao perfil real, falhando no entanto para regiões próximas da parede. No entanto, dada a pequena contribuição destas regiões na representação do perfil total, considerou-se este válido para a obtenção de uma aproximação ao perfil real.

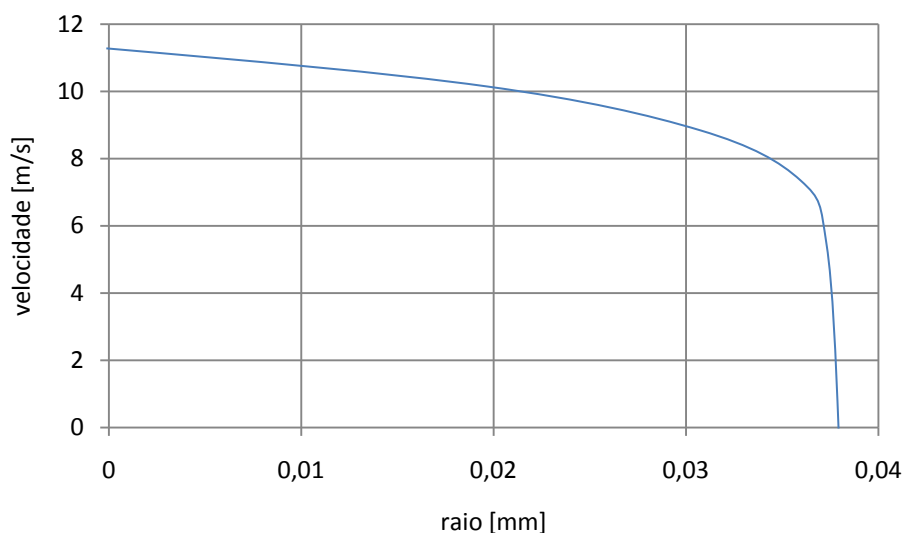


Figura 4.32 – perfil teórico de velocidades no interior do tubo de PVC

Através da integração do perfil teórico, obteve-se o valor de  $0,040\text{m}^3/\text{s}$  para o caudal volúmico.

Pela Lei da Conservação da Massa, o caudal injectado no queimador tem de ser igual ao caudal no escape. Se tal se verificar experimentalmente, o resultado obtido na primeira aproximação é validado.

Foram realizados atravessamentos radiais à altura do escape do queimador ( $h=575\text{mm}$ ), com uma sonda de pressão estática e com um tubo de Pitot. Destes dois atravessamentos obteve-se

um perfil de pressão dinâmica, que permitiu chegar ao perfil de velocidades à saída do tubo do queimador.

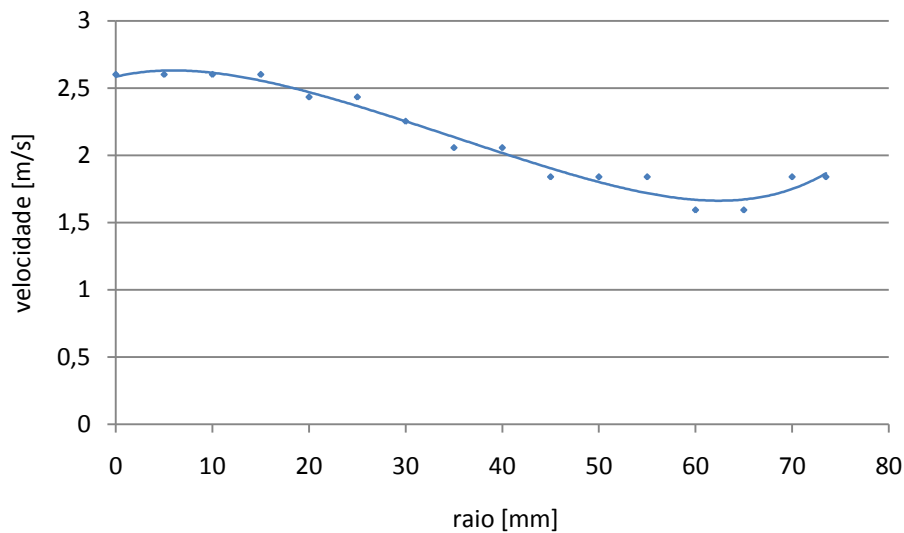


Figura 4.33 – perfil de velocidades à saída do tubo do queimador

Este perfil foi integrado, obtendo-se ao valor de  $0,039\text{m}^3/\text{s}$  para o caudal volúmico à saída. Este valor está em concordância com o obtido anteriormente. Relativamente ao valor previsto teoricamente, cerca de  $0,012\text{m}^3/\text{s}$ , verifica-se que é bastante superior, o que indica que o valor para a perda de carga foi sobre-previsto. Dado que o gráfico que previa a variação do caudal volúmico com a área foi elaborado com base em resultados experimentais do modelo do queimador *FLOX*, conclui-se que a perda de carga neste era superior, pela configuração do queimador, pela instalação ou por ambas.

## 4.8 Determinação da velocidade máxima de injeção

A determinação da velocidade máxima de injeção permite realizar a comparação com o valor do modelo reactivo e com o previsto teoricamente no Capítulo 2.

O valor de pressão total à saída do queimador excedia o máximo do intervalo de valores de leitura permitido pelo micromanómetro. Assim, surgiu necessidade de inferir sobre este valor. Foi realizado um atravessamento axial de pressão total com um tubo de Pitot no centro do queimador, para os valores que não excediam a escala do micromanómetro (*figura 4.34*).

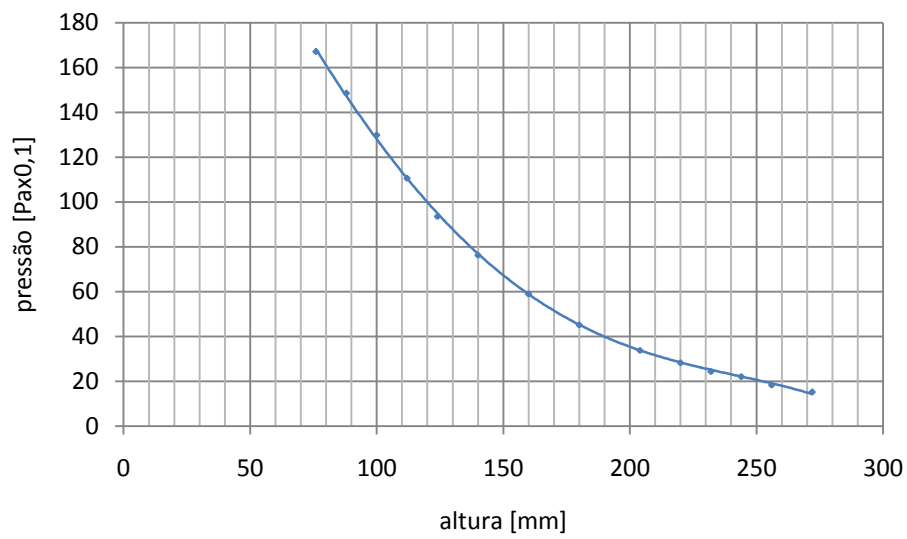


Figura 4.34 – atravessamento axial de pressão total

Foi realizado um atravessamento com uma sonda de pressão estática, no intervalo de valores do gráfico acima (*figura 4.35*).

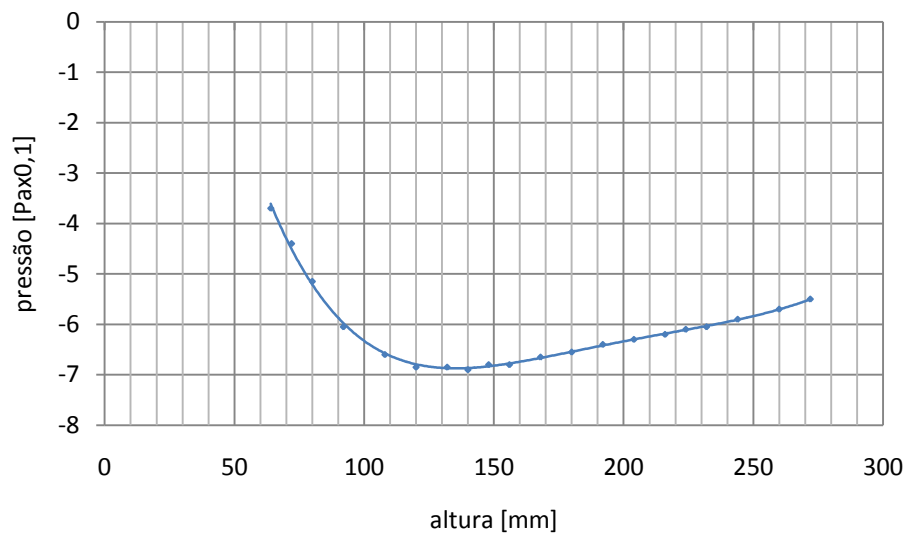


Figura 4.35 – atravessamento axial de pressão estática

Partindo dos dois gráficos acima, foi determinado o perfil de velocidades (*figura 4.36*).

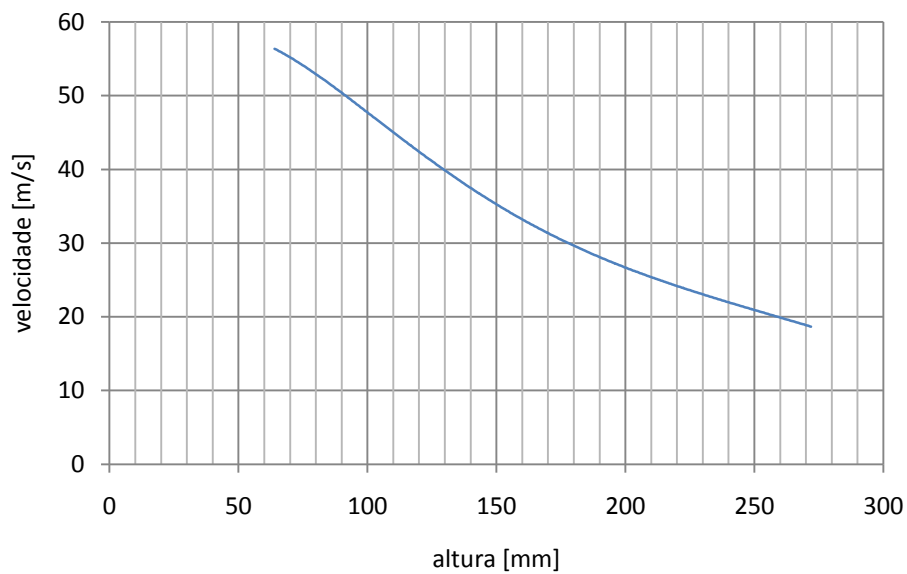


Figura 4.36 – perfil de velocidades

A velocidade máxima foi determinada teoricamente através da relação entre a velocidade média e a velocidade axial, em função do número de Reynolds, num escoamento turbulento dentro de um tubo (*White, 1999*), obtendo-se o valor de 243m/s. Este valor é superior ao que se tinha previsto no Capítulo 2, o que indica que a instalação foi bem projectada.

#### 4.9 Erro de medição devido à vibração

De forma a avaliar o erro que advém da vibração do tubo de Pitot de latão utilizado nas medições efectuadas, foram realizados dois perfis radiais de pressão total à altura do centro de recirculação (*figura 4.39*), um deles com o referido Pitot e outro com a sonda híbrida de aço, que não apresentou vibração significativa.

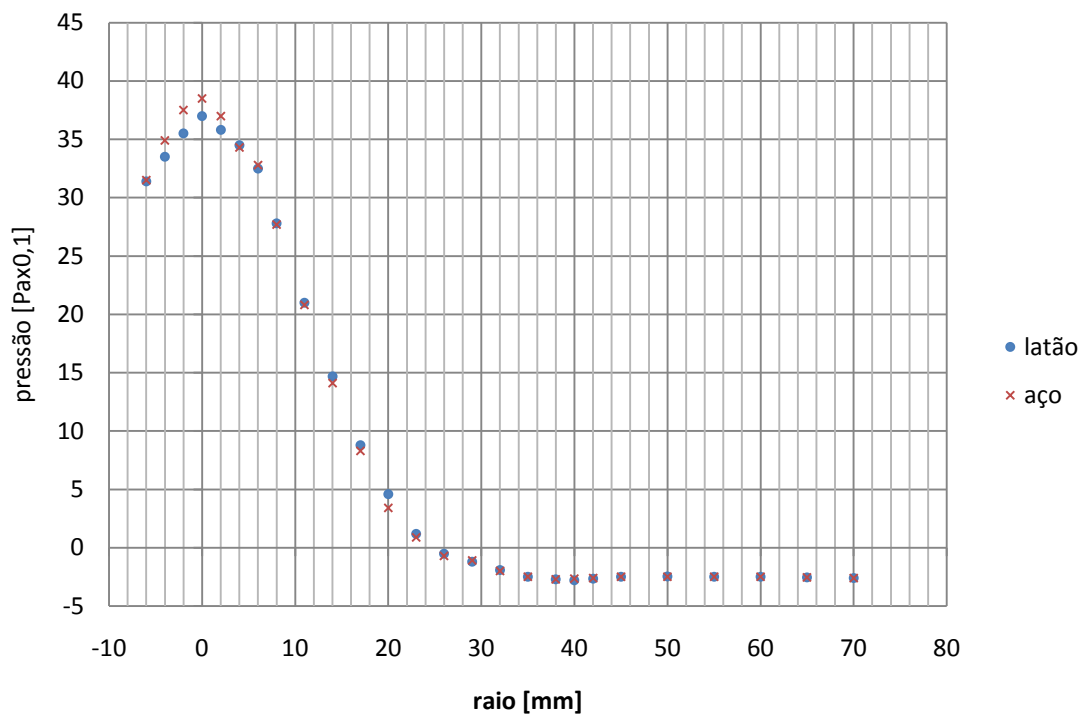


Figura 4.39 – perfis radiais à altura do centro de recirculação com tubos de Pitot de latão e aço/latão

Os valores apresentam alguma divergência na zona central do queimador, a qual pode ser justificada pela própria oscilação turbulenta das velocidades do escoamento e consequente dificuldade em retirar uma leitura de valor médio com o micromanómetro. Verifica-se que os valores de medição junto ao centro de recirculação são bastante próximos para as duas sondas, pelo que se pode concluir que as coordenadas determinadas para o centro de recirculação não foram afectadas pela vibração da sonda, e que o possível erro que advém desta não é significativo face à incerteza com que os valores são determinados, como por exemplo o posicionamento da sonda. Consideram-se, deste modo, que os resultados experimentais são suficientemente precisos e detalhados para permitir a validação de modelos numéricos.

#### 4.10 Comparação com resultados numéricos

Apresenta-se uma tabela comparativa dos resultados experimentais e numéricos, os últimos obtidos por Vaz com o *software Ansys Fluent 13*.



| Modelo              | centro da z.r. |        | fecho da z.r. | v.máx. retorno |        |         |
|---------------------|----------------|--------|---------------|----------------|--------|---------|
|                     | z [mm]         | r [mm] | z [mm]        | z [mm]         | r [mm] | V [m/s] |
| experimental        | 186            | 40,5   | 400           | 224,5          | 56     | 3,2     |
| k- $\epsilon$ Std.  | 227            | 45,3   | 440,5         | 240,5          | ~R     | 4,3     |
| k- $\epsilon$ RNG   | 221            | 46     | 386           | 230            | ~R     | 4,9     |
| k- $\epsilon$ Real. | 247,1          | 46,3   | 415           | 261,6          | ~R     | 4,81    |
| k-w Std.            | 300            | 45     | 670           | 350            | 73,7   | 4,46    |
| k-w SST             | 223,9          | 45,4   | 429           | 239            | ~R     | 4,83    |
| RSM Std.            | 230            | 43,9   | 436           | 252,6          | 66,5   | 3,25    |

Tabela 4.1 – comparação resultados experimentais e numéricos

| Modelo              | centro da z.r. |      | fecho da z.r. | v.máx. retorno |       |                         |
|---------------------|----------------|------|---------------|----------------|-------|-------------------------|
|                     | z/D            | 2r/D | z/D           | z/D            | 2r/D  | V/V <sub>injecção</sub> |
| experimental        | 1,23           | 0,54 | 2,65          | 1,49           | 0,74  | 1,00                    |
| k- $\epsilon$ Std.  | 1,51           | 0,60 | 2,92          | 1,59           | ~1,00 | 1,34                    |
| k- $\epsilon$ RNG   | 1,47           | 0,61 | 2,56          | 1,52           | ~1,00 | 1,53                    |
| k- $\epsilon$ Real. | 1,64           | 0,61 | 2,75          | 1,73           | ~1,00 | 1,50                    |
| k-w Std.            | 1,99           | 0,60 | 4,44          | 2,32           | 0,98  | 1,39                    |
| k-w SST             | 1,48           | 0,60 | 2,84          | 1,58           | ~1,00 | 1,51                    |
| RSM Std.            | 1,53           | 0,58 | 2,89          | 1,67           | 0,88  | 1,02                    |

Tabela 4.2 – comparação resultados experimentais e numéricos adimensionalizados

Observa-se que todos os modelos numéricos sobre-preveram a coordenada axial do centro de recirculação. O que obteve o valor mais aproximado foi o modelo *k- $\epsilon$  RNG*, apresentando um desvio de aproximadamente 19% do valor experimental. Relativamente à coordenada radial, igualmente todos os modelos preveram um valor mais elevado que o experimental, sendo que o modelo que apresentou menor desvio foi o *RMS Std.* Apresenta-se o gráfico da *figura 4.40*, no qual estão ilustrados os desvios, em percentagem, dos valores numéricos em relação aos valores obtidos experimentalmente, para as coordenadas do centro de recirculação. A azul ilustram-se os desvios para a coordenada axial e a vermelho para o raio.

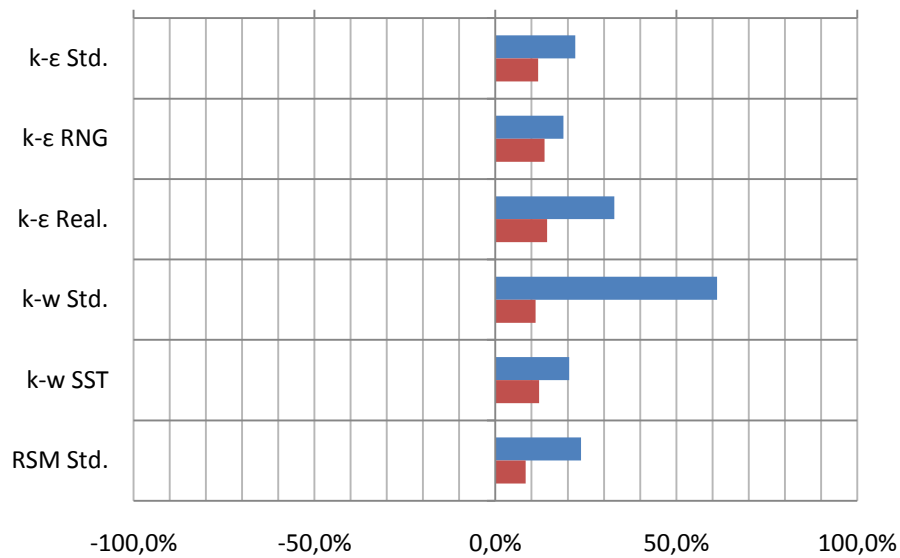


Figura 4.40 – desvios para as coordenadas do centro de recirculação

De um modo geral pode-se concluir que os modelos que mais adequadamente representam as coordenadas do centro de recirculação são o *k-ε Std.*, o *k-ε RNG*, o *k-w SST* e o *RSM Std.* Os modelos *k-ε Real.* e *k-w Std.* apresentam desvios já significativos em relação aos resultados experimentais. Todos os modelos apresentam resultados abaixo dos 15% de desvio para o caso da coordenada radial.

Os valores numéricos obtidos para a altura da zona de fecho da recirculação apresentam-se bastante próximos dos valores medidos experimentalmente, não ultrapassando os 10% de desvio, excepto para o valor proveniente do modelo *k-w Std.*, que apresenta um desvio superior a 60%. O *k-ε RNG* é o único que previu um valor inferior ao experimental. Os desvios em percentagem relativos ao valor medido são ilustrado no gráfico da figura 4.41.

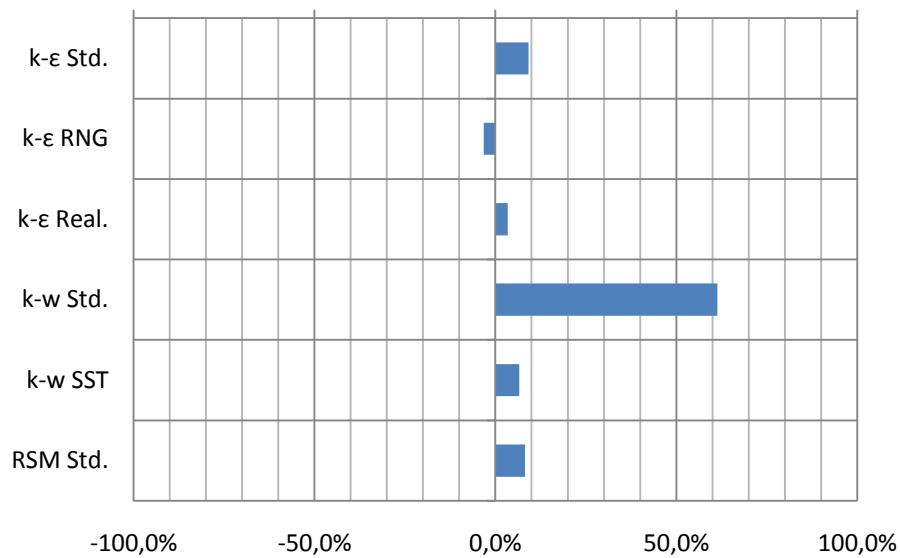


Figura 4.41 – desvios para a altura de fecho da recirculação

Conclui-se que todos os modelos são representativos da altura da zona de fecho da recirculação, excepto o *k-w Std.*

Os resultados numéricos para a altura do ponto de velocidade máxima de retorno, ilustrados no gráfico da figura 4.42, apresentam desvios relativamente baixos excepto nos modelos *k-w Std.* e *k-ε RNG*. Relativamente ao valor do raio, os desvios apresentam-se na maioria dos modelos por volta dos 30%, sendo o que obtém a melhor aproximação o *RSM Std.* com 18,8% de desvio em relação ao valor medido. O modelo *RSM Std.* praticamente não apresenta desvio em relação ao valor de velocidade medido, já os restantes apresentam desvios consideráveis. Todos os valores revelam-se mais elevados que os experimentais. Os valores dos desvios relativos aos valores medidos apresentam-se no gráfico seguinte, em percentagem, sendo representado a azul o desvio da coordenada axial, a vermelho o desvio radial e a verde o desvio da velocidade.

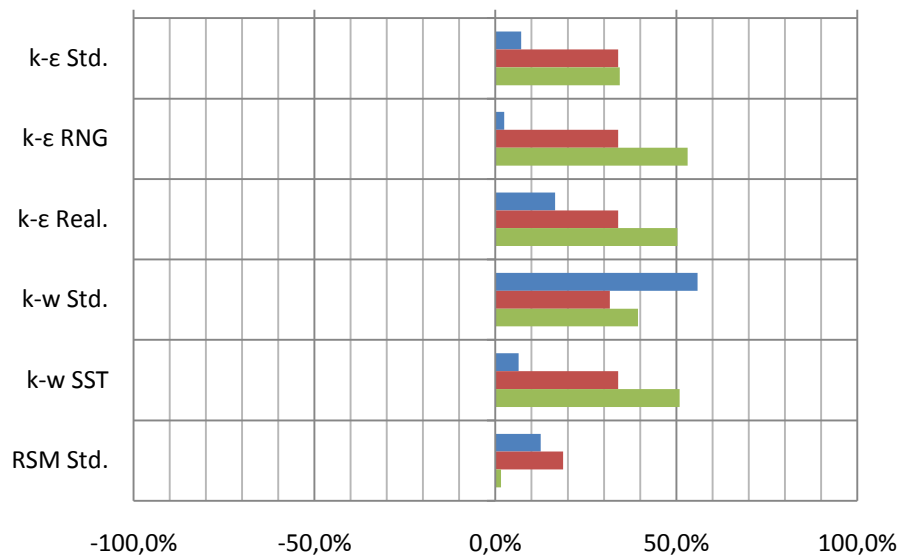


Figura 4.42 – desvios para as coordenadas e valor da velocidade máxima de retorno

Conclui-se que o modelo *RSM Std.* é o que representa mais adequadamente a zona de velocidade de retorno máxima. Os restantes modelos apresentam desvios consideráveis, nomeadamente ao caracterizar o valor do raio e da velocidade e, no caso do *k-ω Std.* a coordenada axial também.

Conclui-se que, dos modelos analisados, não existe nenhum que se destaque por apresentar valores de desvio baixos para todos os pontos singulares estudados. De um modo geral, o que é mais representativo do escoamento é o *RSM Std.*

## **Capítulo 5 - Conclusão**

### **5.1 Conclusões principais e sugestões para trabalho futuro**

Neste trabalho foi realizado o estudo experimental da aerodinâmica interna de um modelo de queimador para turbinas a gás, em condições não reactivas. A identificação de pontos notáveis e o traçado de perfis de velocidade do escoamento foi realizada através de sondas de pressão.

Foi realizado um estudo prévio com o objectivo de dimensionar a geometria do modelo do queimador e a configuração da instalação, de forma a obter um escoamento representativo do modelo reactivo. Verificou-se que o caudal que se obteve experimentalmente era superior ao previsto, o que indica que a instalação foi bem projectada ao nível da minimização das perdas de carga.

Observou-se que o tubo de Pitot utilizado vibrava ao medir em determinados locais do escoamento. Verificou-se que essa vibração decorria por sobreposição da frequência da passagem de vórtices ao medir na camada de corte do escoamento com as primeiras frequências naturais do tubo de Pitot. Foram testadas várias configurações geométricas com o objectivo de deslocar as frequências naturais do corpo para valores acima das frequências dos vórtices, no entanto conclui-se que tal não era possível sem entrar em conta com efeitos intrusivos da sonda. Foi sugerida uma configuração geométrica da sonda em aço, para a qual a frequência dos vórtices não coincidia com nenhuma frequência natural, no entanto este resultado carece de verificação experimental, dada a ressalva de haver coincidência com uma frequência múltipla da própria. Assim, deixa-se como sugestão para trabalho futuro, nomeadamente caso sejam realizadas medições adicionais utilizando este modelo de queimador, a construção da referida sonda em aço e a verificação da ocorrência de vibração. Foi construída uma sonda em aço e latão, que se verificou não apresentar vibração significativa quando sujeita ao escoamento. Tal resultado pode indicar que a rigidez acrescida do material utilizado no troço de maior diâmetro permite que a sonda não seja afectada de forma significativa pelas perturbações do escoamento. Esta sonda permitiu também concluir, através da comparação com valores medidos utilizando a sonda de latão, que o possível erro induzido pela vibração da sonda não é significativo e que, deste modo, os resultados experimentais são suficientemente precisos e detalhados para permitir a validação de modelos numéricos.

O centro de recirculação do escoamento foi determinado para a coordenada axial  $h=186\pm 1\text{mm}$  e raio  $r=40,5\pm 0,5\text{mm}$ . A zona de fecho da recirculação verificou-se oscilar num pequeno intervalo centrado na coordenada axial  $h=400\text{mm}$ . Adimensionalizando estas coordenadas com o diâmetro do queimador obtêm-se respectivamente as relações

$$h/d_{C.R.} = 1,23 \quad [5.1]$$

$$r/d_{C.R.} = 0,27 \quad [5.2]$$

$$h/d_{Z.F.} = 2,65 \quad [5.3]$$

Foi determinada a velocidade máxima de retorno, que permite caracterizar a intensidade da recirculação. Obteve-se o valor  $v=3,2\text{m/s}$  para esta velocidade, localizada à altura  $h=224,5\pm 0,5\text{mm}$  e raio  $r=56\text{mm}$ . Adimensionalizando estas coordenadas com o diâmetro do queimador obtêm-se:

$$h/d_{V.R.} = 1,49 \quad [5.4]$$

$$r/d_{V.R.} = 0,37 \quad [5.5]$$

A verificação da globalidade destes adimensionais para queimadores de geometria cilíndrica com um injector central fica sujeita à comparação com valores experimentais provenientes de queimadores com diferentes dimensões. Caso se verifique a constância destes valores, ou se consiga encontrar uma relação que traduza a evolução desses valores, introduz-se um importante contributivo para a caracterização analítica de um queimador, pelo que se deixa a sugestão para trabalho futuro.

A determinação da localização do ponto de velocidade máxima permitiu inferir sobre um possível alongamento da forma toroidal da zona de recirculação, acima do seu centro, dirigido para a parede do queimador.

Foi estimado um valor para a taxa de recirculação do escoamento igual a 0,13, inferior ao limite de aproximadamente 3 definido por *Wünnig* para obtenção do regime de combustão sem chama visível. No entanto, dado o facto que o escoamento caracterizado é não reactivo, e que o valor proposto por *Wünnig* é para aplicação em fornalhas de gás, nada se pode concluir acerca da possibilidade de operação do queimador em regime de combustão sem chama visível. Prevê-se que o valor de  $K_v$  não se alterará com o caudal injectado, resultado obtido numericamente por Vaz, e já verificado anteriormente para um queimador de geometria diferente em (Vaz, 2007). Um aumento

do valor de  $K_v$  poderá ser conseguido alterando as relações geométricas do queimador, o que se coloca como sugestão para trabalho futuro, nomeadamente a caracterização do escoamento num modelo de queimador de dimensões iguais ao estudado, com excepção no diâmetro do injector central.

O principal objectivo deste trabalho foi a obtenção de dados experimentais para comparação e respectiva validação de resultados numéricos. A realização desta análise de uma forma exaustiva fica como sugestão para futuro trabalho, pois o autor não tem competências desenvolvidas ao nível da simulação numérica que a permitam realizar. Ficam, no entanto, umas breves conclusões relativas à mesma.

Para a caracterização do centro de recirculação deste queimador concluiu-se que os modelos mais representativos são o  $k-\epsilon$  Std., o  $k-\epsilon$  RNG, o  $k-w$  SST e o  $RSM$  Std. Relativamente à localização da zona de fecho da recirculação, todos os modelos apresentaram bons resultados, à excepção do  $k-w$  Std. Para a definição da zona de velocidade máxima de retorno, o modelo  $RSM$  Std revela-se o mais adequado.

De um modo geral, o modelo que caracteriza o escoamento mais adequadamente é o  $RSM$  Std.

É importante ter em conta que o trabalho de simulação numérica por parte de Vaz ainda está a decorrer, e que foram utilizados resultados de uma fase intermédia deste. Deixa-se como sugestão para trabalho futuro efectuar uma revisão às conclusões aqui apresentadas, com base nos resultados numéricos finais.





## Anexo II – Propriedades Sikablock m650 (cortesia Rebelco, Lda.)

*SikaBlock m650* é uma placa de poliuretano maquinável com uma excelente estabilidade dimensional e acabamento de superfície. Apresenta boa resistência à compressão e estabilidade de arestas, elevada resistência térmica e boa resistência a solventes.

As suas principais características são uma baixa densidade, uma estrutura interna fina e uma baixa absorção da humidade. *SikaBlock m650* foi inicialmente concebido como um produto alternativo à madeira para as oficinas de moldes e modelos, podendo ser trabalhado manualmente, com ferramentas de madeira, apresentando uma grande facilidade de corte e acabamento. Pode ser maquinado facilmente utilizando fresas ou outras ferramentas a alta velocidade, com formação de aparas e praticamente sem pó, obtendo-se excelentes resultados.

As placas podem ser coladas entre si, utilizando adesivos de poliuretano, resinas epoxy ou cianocrilato. Depois de maquinados os modelos fabricados com *SikaBlock m650* apresentam uma superfície lisa e compacta que pode ser envernizada, obtendo-se assim uma maior dureza superficial.

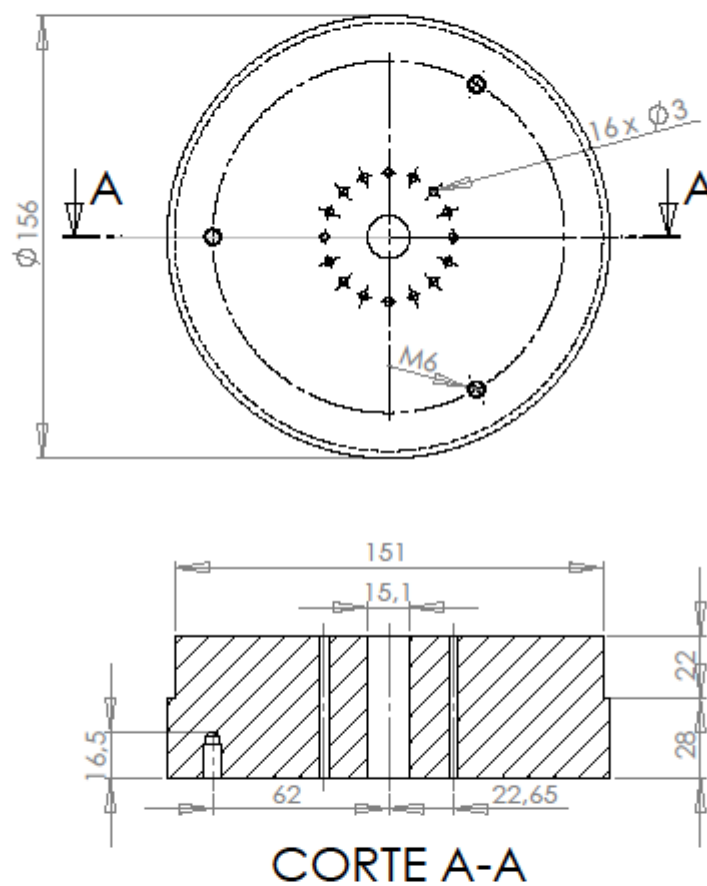
Aplicações: modelos, protótipos, ferramentas de controlo dimensional, moldes para termoformagem, RIM e fabrico de componentes em materiais compósitos (pequenas séries).

| Cor                                     | Castanho   |
|---|--|
| Densidade                               | 0.58 (ISO 845)                                   |
| Dureza Shore D                          | 58 (ISO 868)                                     |
| Resistência à flexão                    | 18 MPa (ISO 178)                                 |
| Módulo de flexão                        | 700 MPa (ISO 604)                                |
| Resistência à compressão                | 17 MPa (ISO 178)                                 |
| Resistência ao impacto                  | 5 KJ/m <sup>2</sup> (ISO 179 Ue)                 |
| Temperatura de deformação sob carga     | 85°C (ISO 75 B)                                  |
| Coeficiente de dilatação térmica linear | 55x10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> (DIN 53 752) |

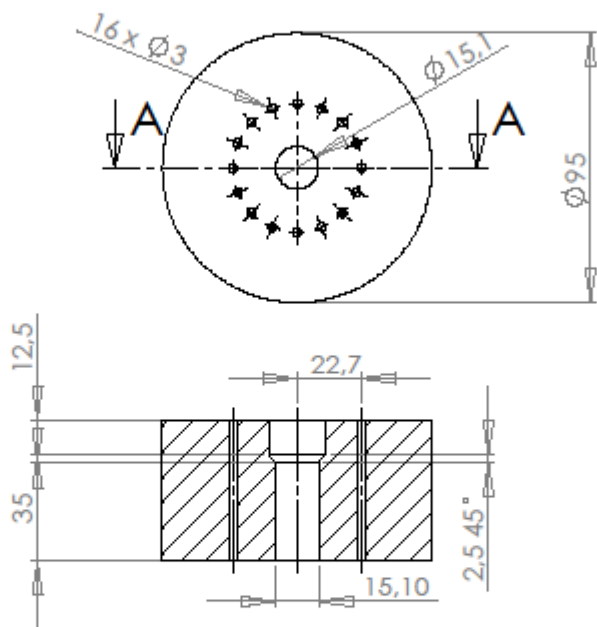
### Dimensões:

- 1500x500x30 mm
- 1500x500x50 mm
- 1500x500x75 mm
- 1500x500x100 mm
- 1500x500x150 mm

### Anexo III – desenhos técnicos – Modelo do Queimador



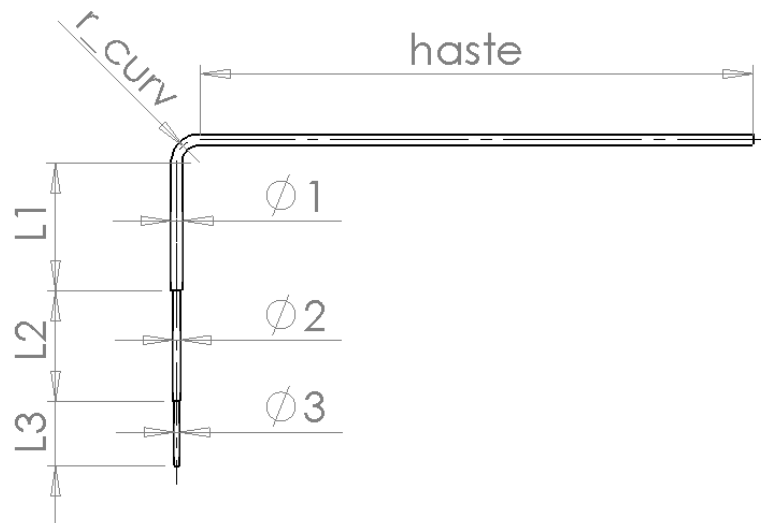
|     |               |                        |            |
|-----|---------------|------------------------|------------|
|     | Miguel Xavier | Modelo do<br>queimador | FCT<br>UNL |
|     |               |                        | D.E.M.I.   |
|     |               |                        |            |
|     |               |                        |            |
| 1:2 |               | Bolacha superior       |            |
|     |               |                        |            |
|     |               |                        |            |



CORTE A-A

|     |               |                        |            |
|-----|---------------|------------------------|------------|
|     | Miguel Xavier | Modelo do<br>queimador | FCT<br>UNL |
|     |               |                        | D.E.M.I.   |
|     |               |                        |            |
|     |               |                        |            |
| 1:2 |               | Bolacha inferior       |            |
|     |               |                        |            |
|     |               |                        |            |

## Anexo IV – Resultados para diversas configurações da sonda

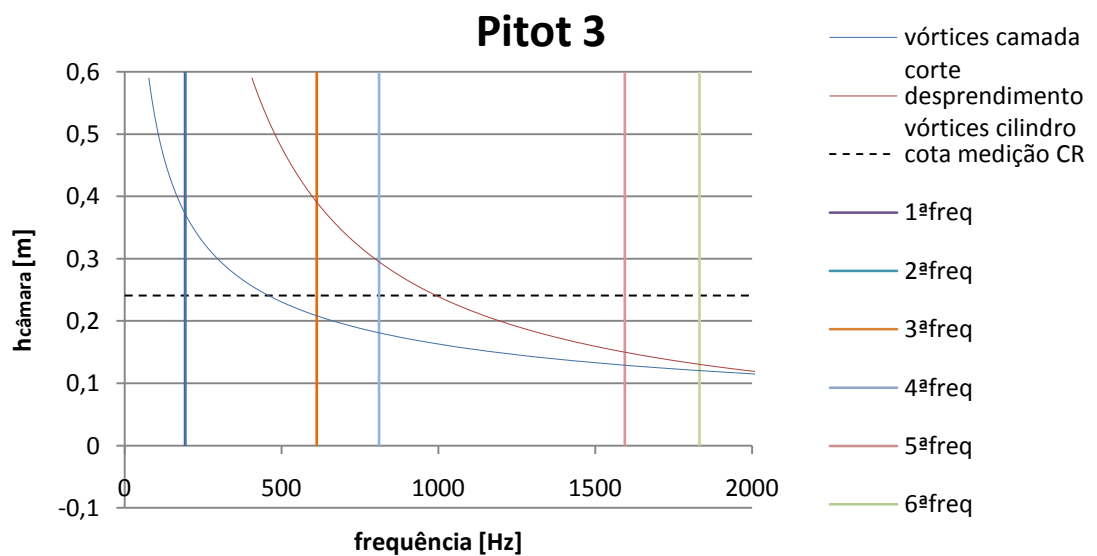
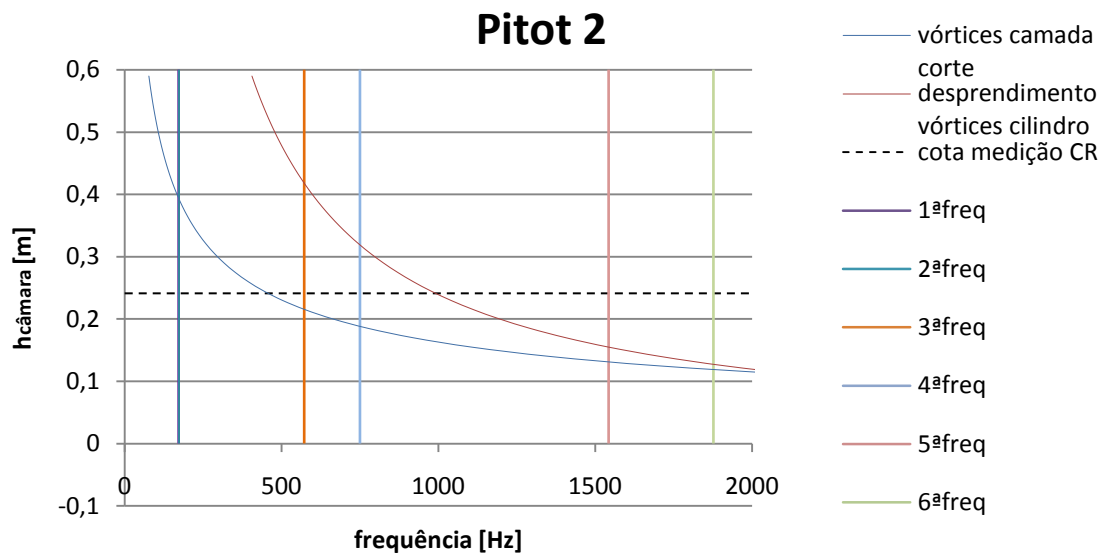
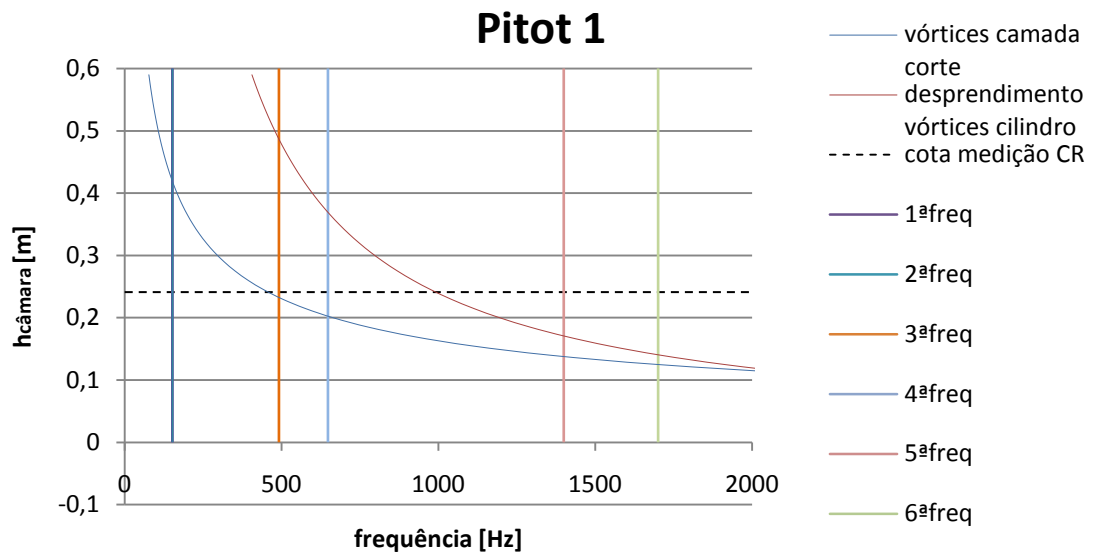


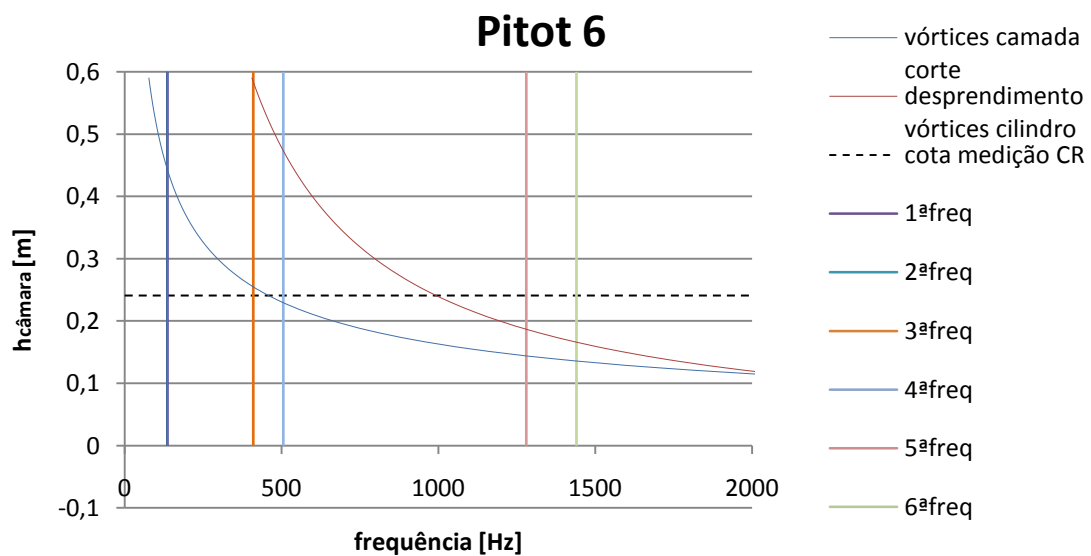
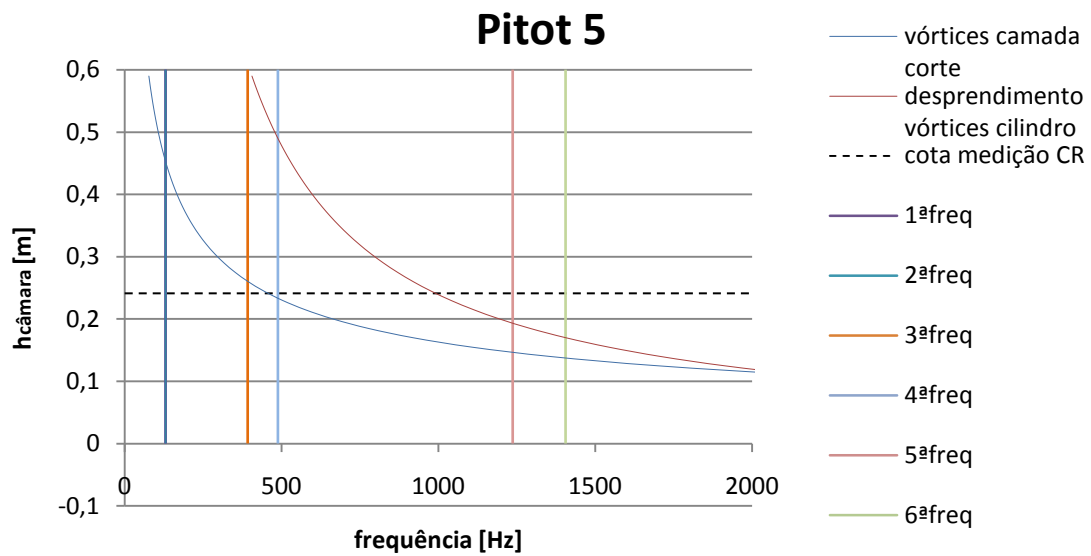
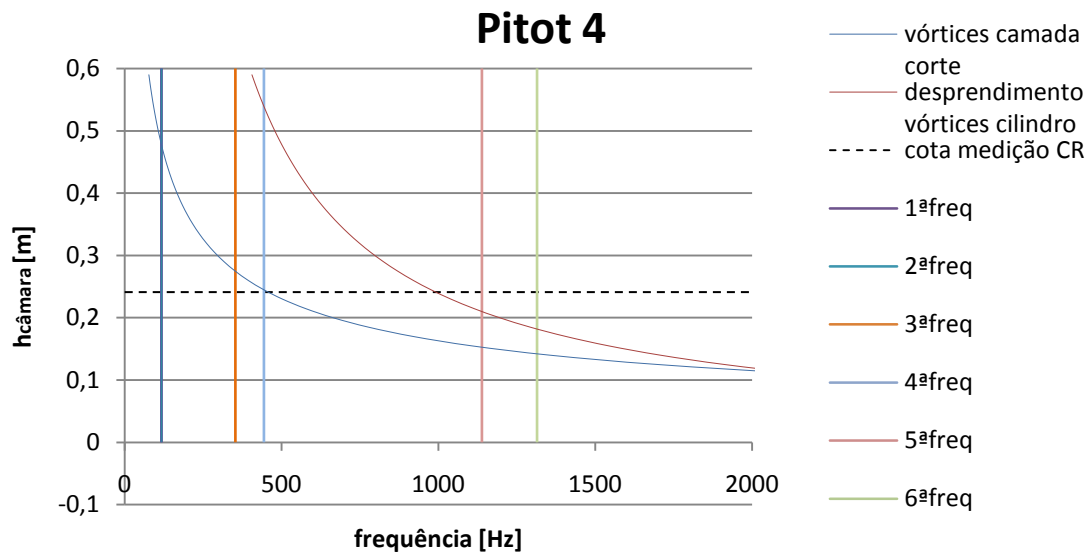
| Pitot | Mat.  | haste | r_curv | Ø/esp 1 | Ø/esp 2 | Ø/esp 3 | L1 | L2  | L3  |
|-------|-------|-------|--------|---------|---------|---------|----|-----|-----|
| 1     | Latão | 100   | 10     | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 35* | 55* |
| 2     | Latão | 100   | 5      | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 35* | 55* |
| 3     | Latão | 100   | 3      | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 35* | 55* |
| 4     | Latão | 100   | 10     | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 20  | 20  |
| 5     | Latão | 100   | 5      | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 20  | 20  |
| 6     | Latão | 100   | 3      | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 20  | 20  |
| 7     | Aço   | 100   | 3      | 4/0,5   | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 20  | 20  |
| 8     | Aço   | 100   | 5      | 5/1     | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 20  | 20  |
| 9     | Aço   | 100   | 5      | 5/1     | 3/0,5   | 2/0,5   | 10 | 10  | 22  |
| 10    | Aço   | 100   | 5      | 5/1     | 3/0,5   | 2/0,5   | 15 | 35* | 55* |
| 11    | Aço   | 100   | 5      | 5/1     | 3/0,5   | 2/0,5   | 10 | 20* | 42* |
| 12    | Latão | 100   | 10     | 3/0,45  | 2/0,45  | 1/0,25  | 20 | 20  | 15  |
| 13    | Latão | 100   | 10     | 4/0,45  | 3/0,45  | 2/0,45  | 20 | 20  | 15  |
| 14    | Latão | 100   | 10     | 5/0,45  | 4/0,45  | 3/0,45  | 20 | 20  | 15  |
| 15    | Latão | 100   | 10     | 3/0,45  | 2/0,45  | 1/0,25  | 30 | 30  | 25  |
| 16    | Latão | 100   | 10     | 4/0,45  | 3/0,45  | 2/0,45  | 30 | 30  | 25  |
| 17    | Latão | 100   | 10     | 5/0,45  | 4/0,45  | 3/0,45  | 30 | 30  | 25  |
| 18    | Latão | 80    | 10     | 3/0,45  | 2/0,45  | 1/0,25  | 20 | 20  | 15  |
| 19    | Latão | 80    | 10     | 4/0,45  | 3/0,45  | 2/0,45  | 20 | 20  | 15  |
| 20    | Latão | 80    | 10     | 5/0,45  | 4/0,45  | 3/0,45  | 20 | 20  | 15  |
| 21    | Latão | 80    | 10     | 3/0,45  | 2/0,45  | 1/0,25  | 30 | 30  | 25  |
| 22    | Latão | 80    | 10     | 4/0,45  | 3/0,45  | 2/0,45  | 30 | 30  | 25  |
| 23    | Latão | 80    | 10     | 5/0,45  | 4/0,45  | 3/0,45  | 30 | 30  | 25  |

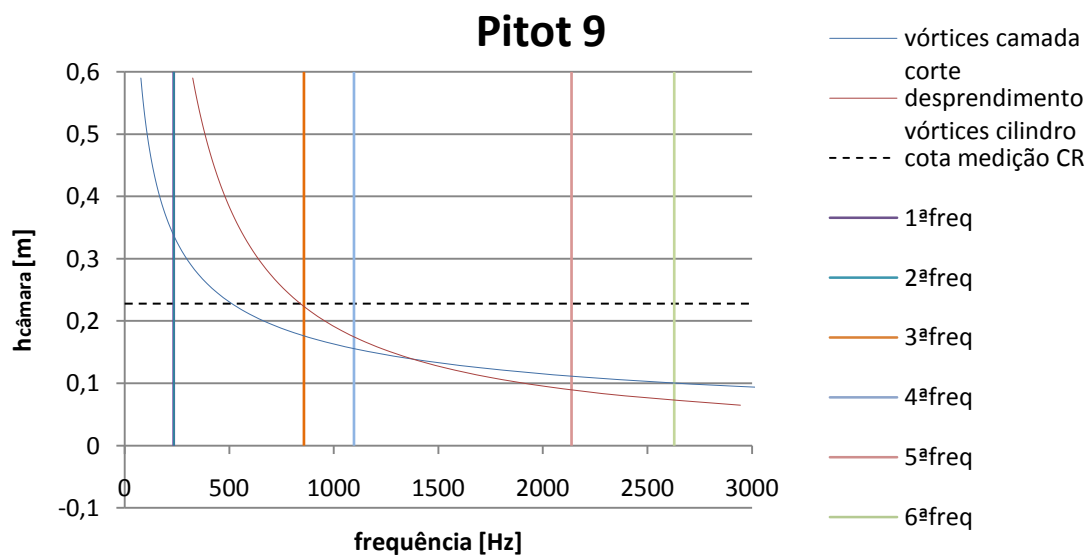
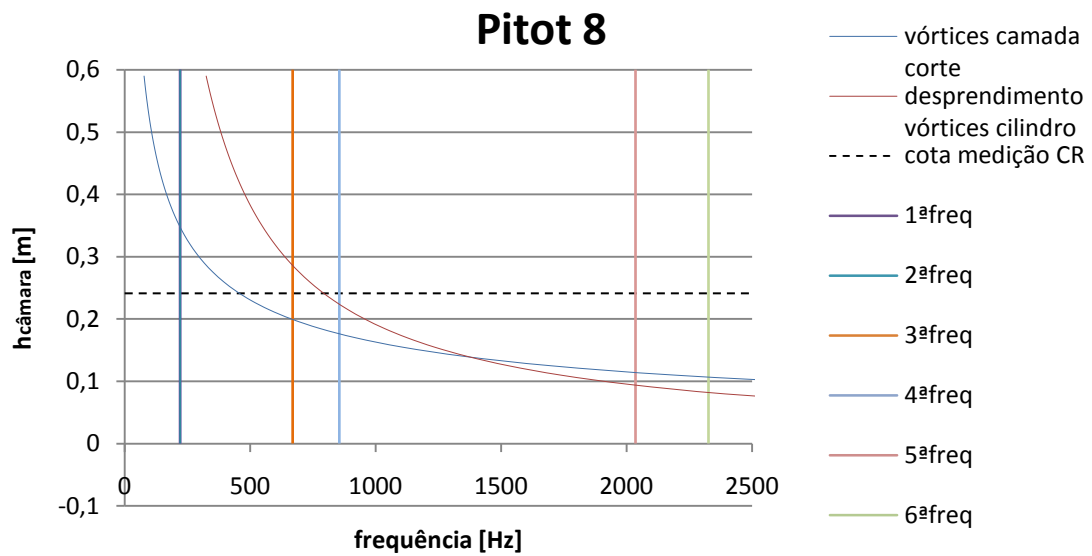
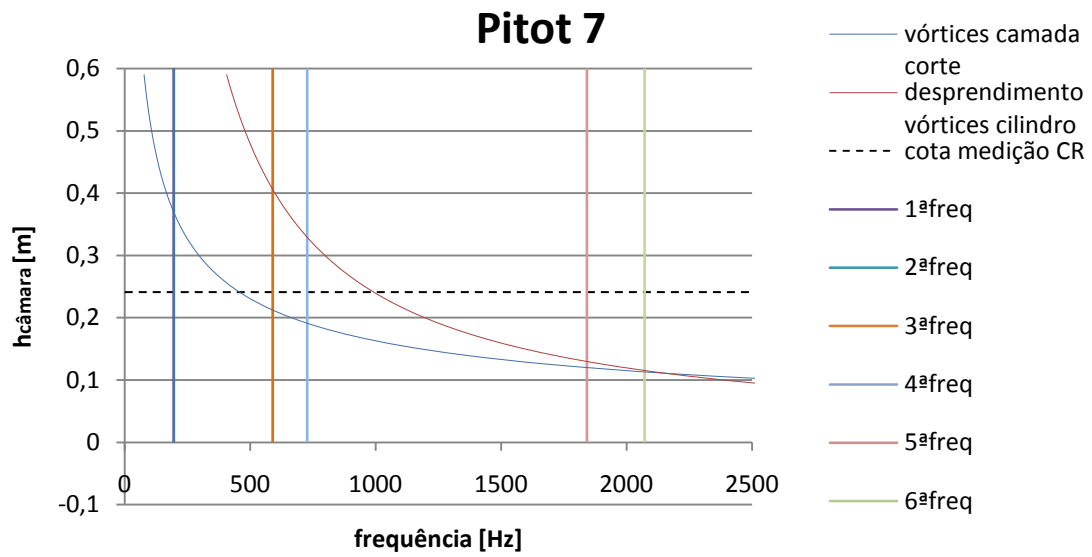
dimensões em milímetros

\*comprimento medido até ao início da curvatura (diâmetro interno constante)

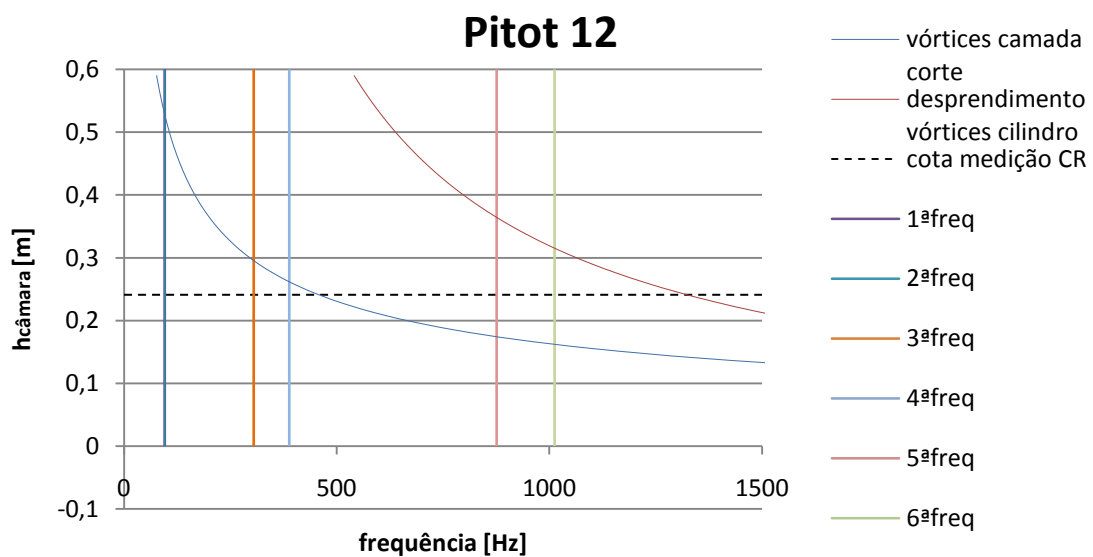
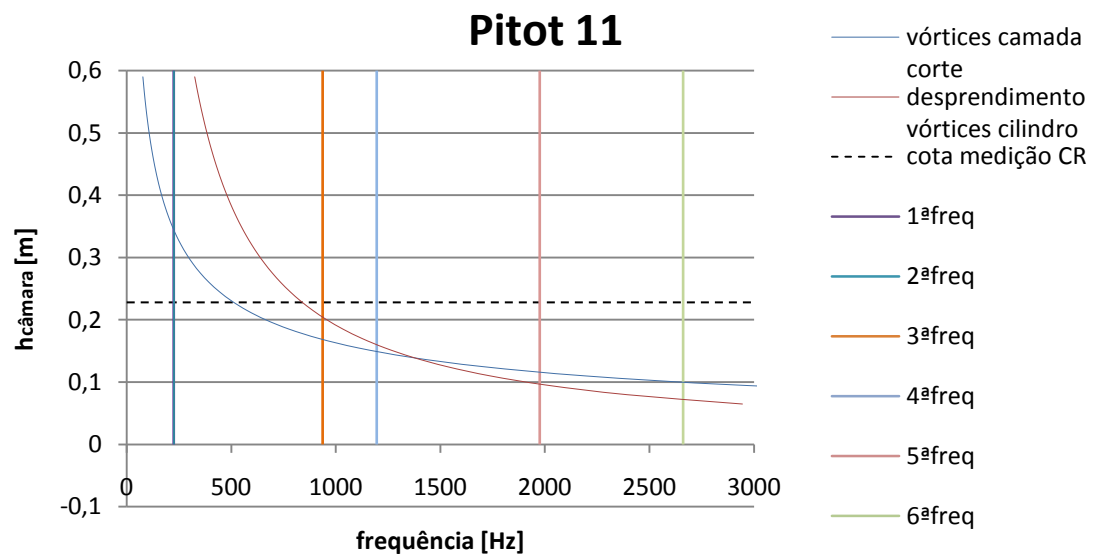
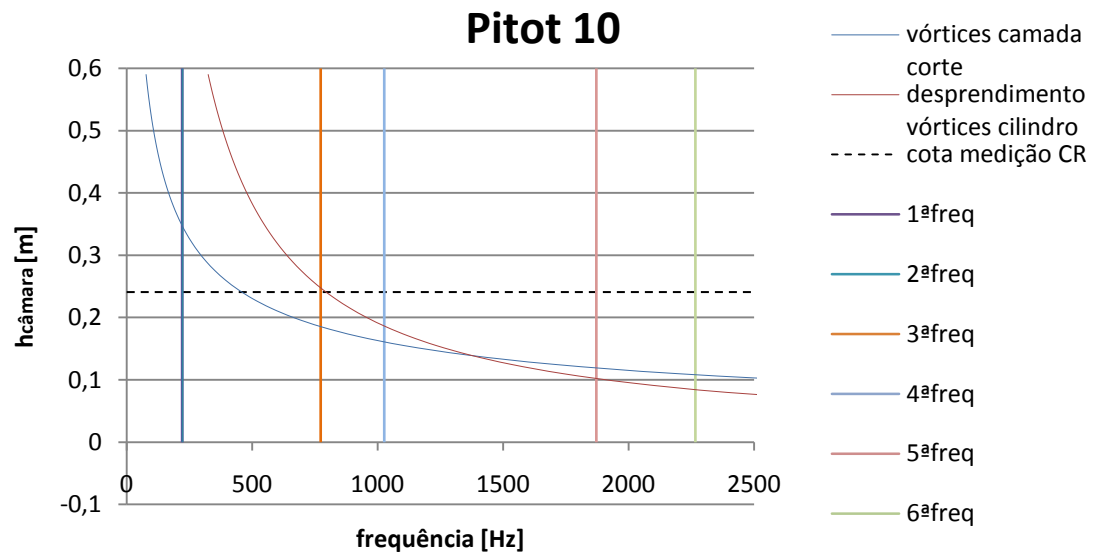
| <b>pitot/freq[Hz]</b> | <b>1ª</b> | <b>2ª</b> | <b>3ª</b> | <b>4ª</b> | <b>5ª</b> | <b>6ª</b> |
|-----------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| <b>1</b>              | 151,9     | 152,3     | 491,8     | 648,1     | 1400,0    | 1701,0    |
| <b>2</b>              | 171,9     | 173,0     | 572,4     | 750,2     | 1543,1    | 1877,3    |
| <b>3</b>              | 192,6     | 193,7     | 612,4     | 811,1     | 1594,8    | 1832,9    |
| <b>4</b>              | 117,1     | 117,3     | 352,9     | 443,9     | 1139,1    | 1314,9    |
| <b>5</b>              | 130,2     | 130,2     | 392,1     | 488,5     | 1237,2    | 1405,8    |
| <b>6</b>              | 135,9     | 136,0     | 410,0     | 505,7     | 1280,6    | 1440,6    |
| <b>7</b>              | 195,5     | 195,7     | 589,8     | 727,5     | 1842,3    | 2072,4    |
| <b>8</b>              | 220,7     | 221,2     | 669,4     | 855,5     | 2036,1    | 2327,0    |
| <b>9</b>              | 234,5     | 235,2     | 857,3     | 1096,6    | 2137,3    | 2628,5    |
| <b>10</b>             | 220,9     | 222,2     | 773,2     | 1026,6    | 1872,0    | 2266,8    |
| <b>11</b>             | 224,9     | 225,8     | 937,2     | 1195,9    | 1975,6    | 2661,4    |
| <b>12</b>             | 95,7      | 95,9      | 304,9     | 388,5     | 876,2     | 1012,5    |
| <b>13</b>             | 127,5     | 127,6     | 393,5     | 494,1     | 1207,9    | 1396,6    |
| <b>14</b>             | 157,5     | 158,0     | 475,2     | 570,8     | 1533,8    | 1732,4    |
| <b>15</b>             | 71,5      | 72,9      | 182,2     | 200,0     | 369,0     | 448,5     |
| <b>16</b>             | 97,1      | 99,3      | 246,8     | 285,5     | 1019,2    | 1039,4    |
| <b>17</b>             | 118       | 121,3     | 303,5     | 331,8     | 1317,0    | 1359,5    |
| <b>18</b>             | 122       | 122,3     | 342,5     | 427,0     | 1152,6    | 1255,4    |
| <b>19</b>             | 159,8     | 161,1     | 440,5     | 531,6     | 1601,6    | 1772,9    |
| <b>20</b>             | 195,7     | 198,1     | 534,6     | 609,4     | 2028,5    | 2228,4    |
| <b>21</b>             | 89,2      | 92,1      | 217,5     | 245,4     | 668,7     | 684,4     |
| <b>22</b>             | 113,1     | 117,9     | 288,6     | 312,8     | 1073,9    | 1115,0    |
| <b>23</b>             | 135,9     | 142,2     | 357,9     | 365,6     | 1424,4    | 1486,3    |

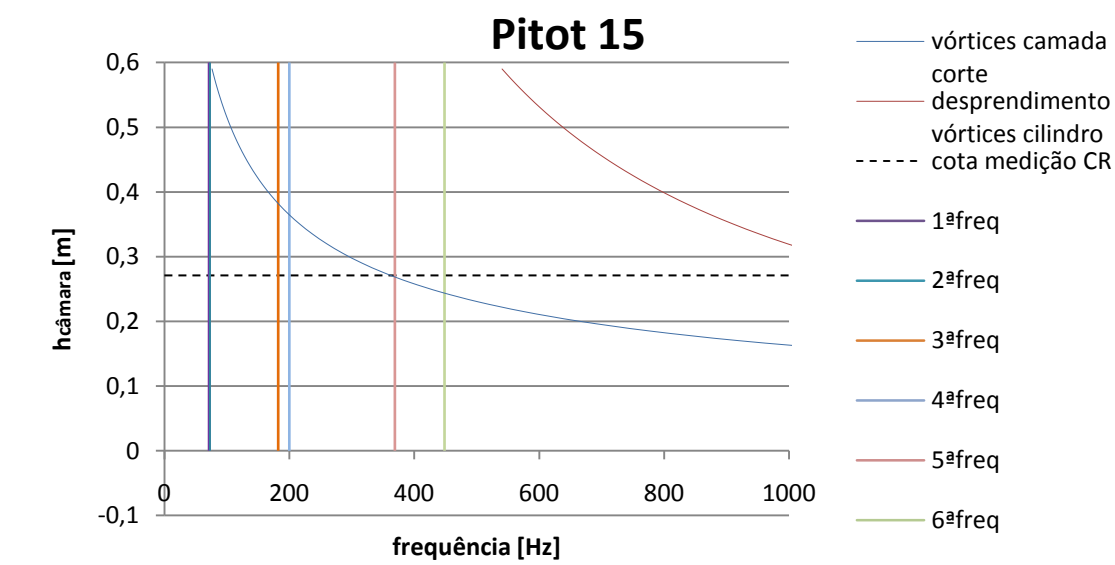
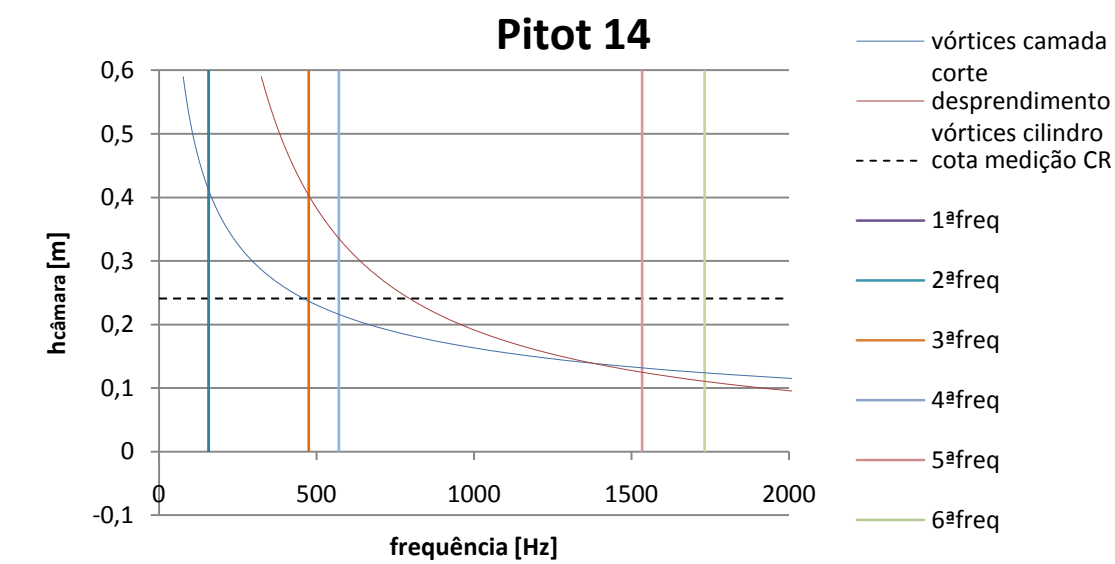
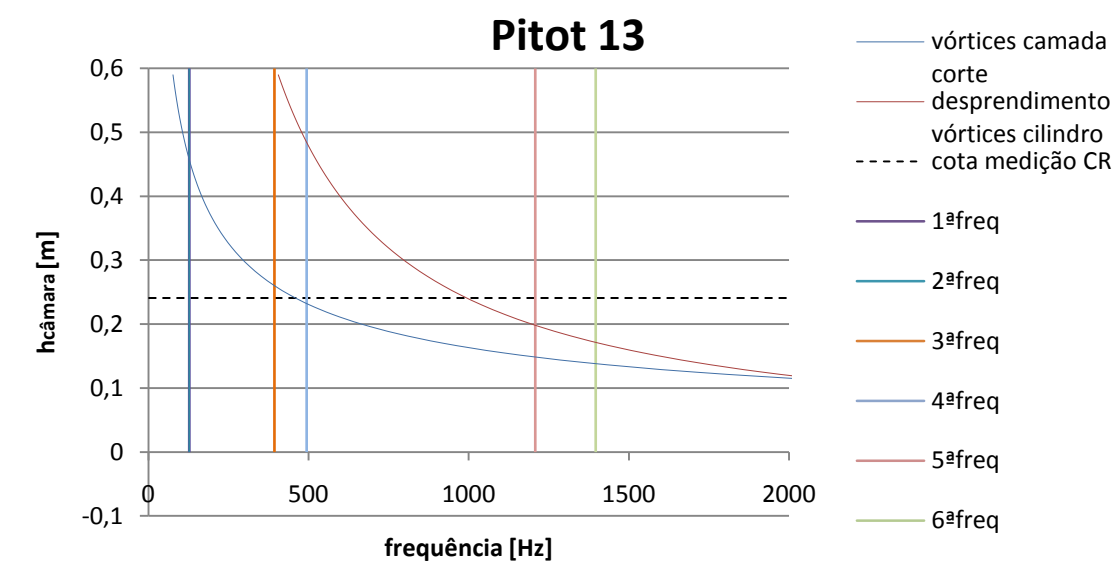


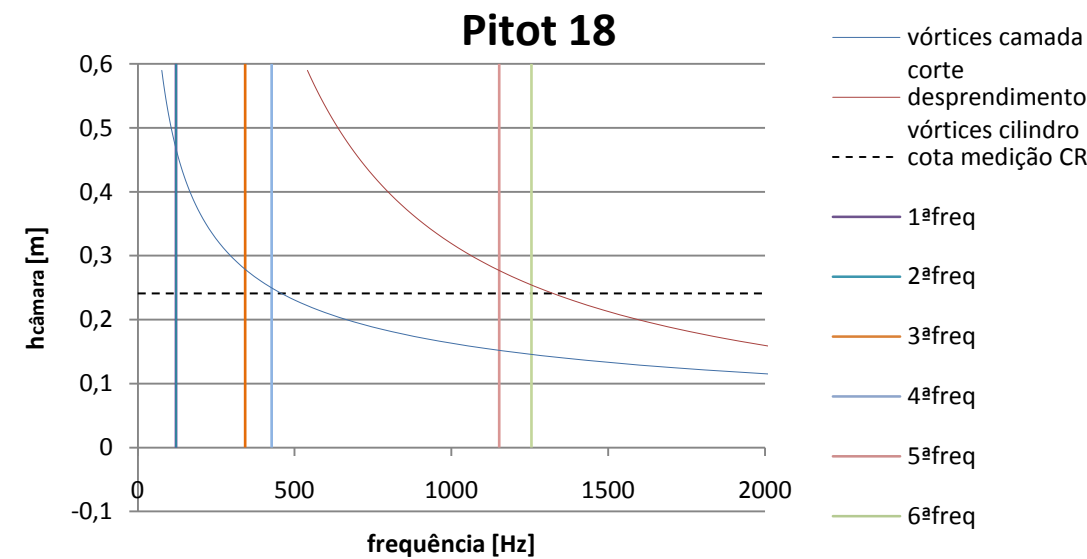
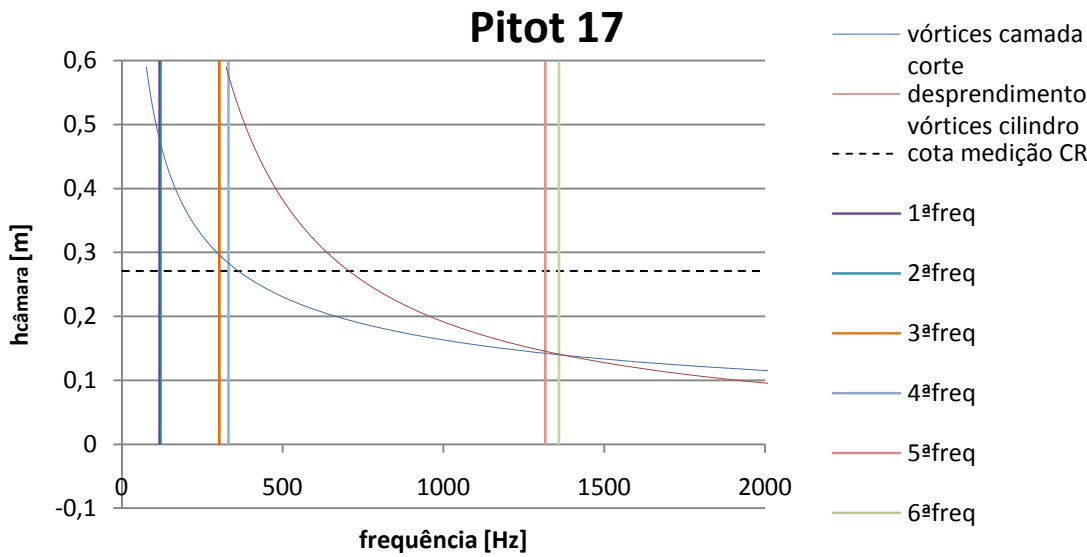
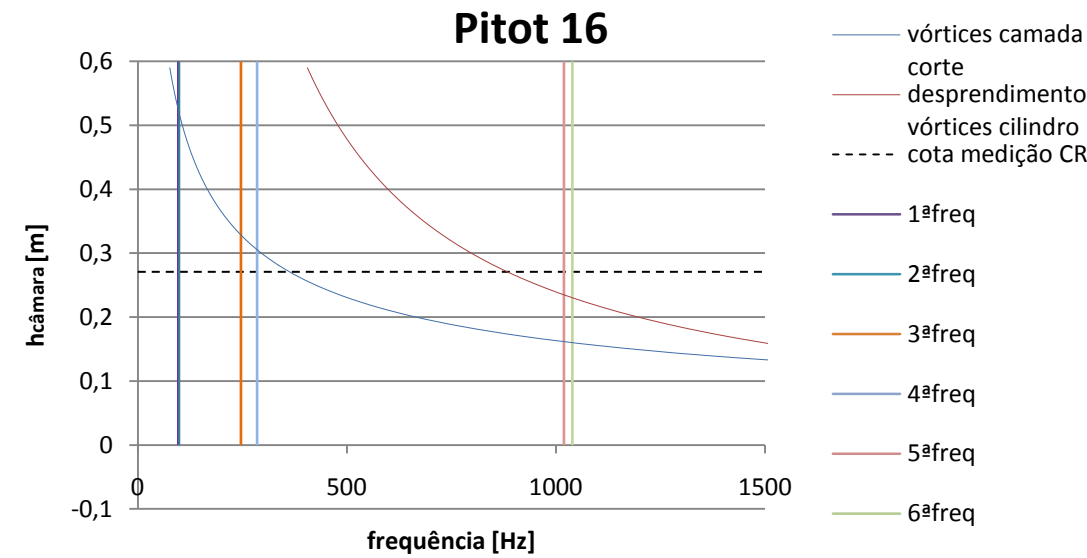


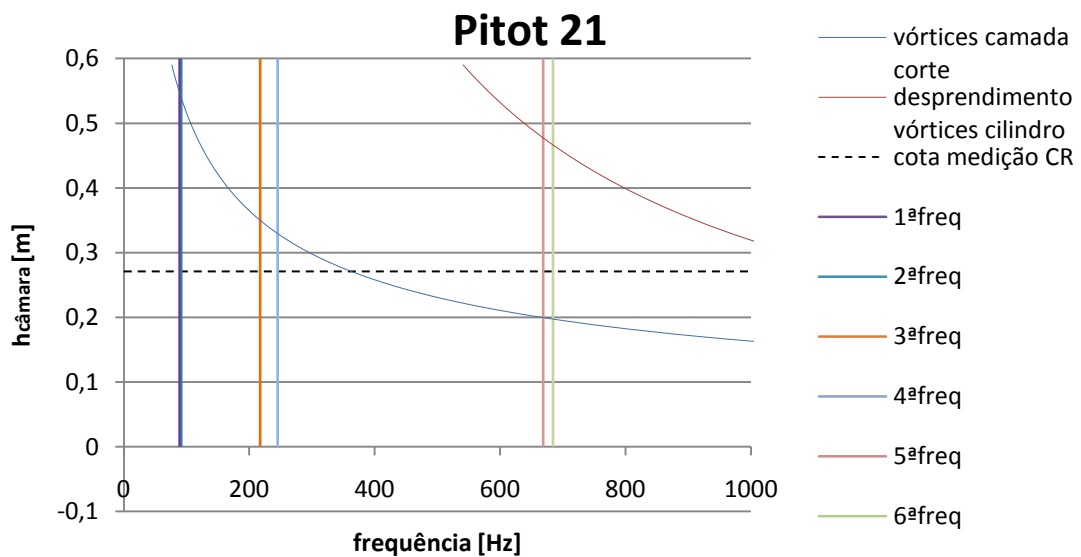
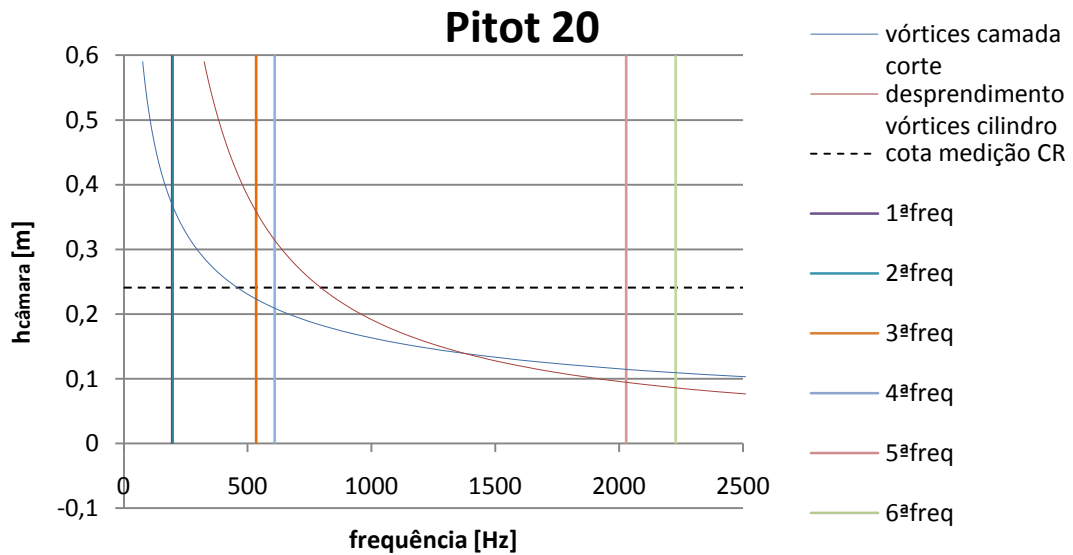
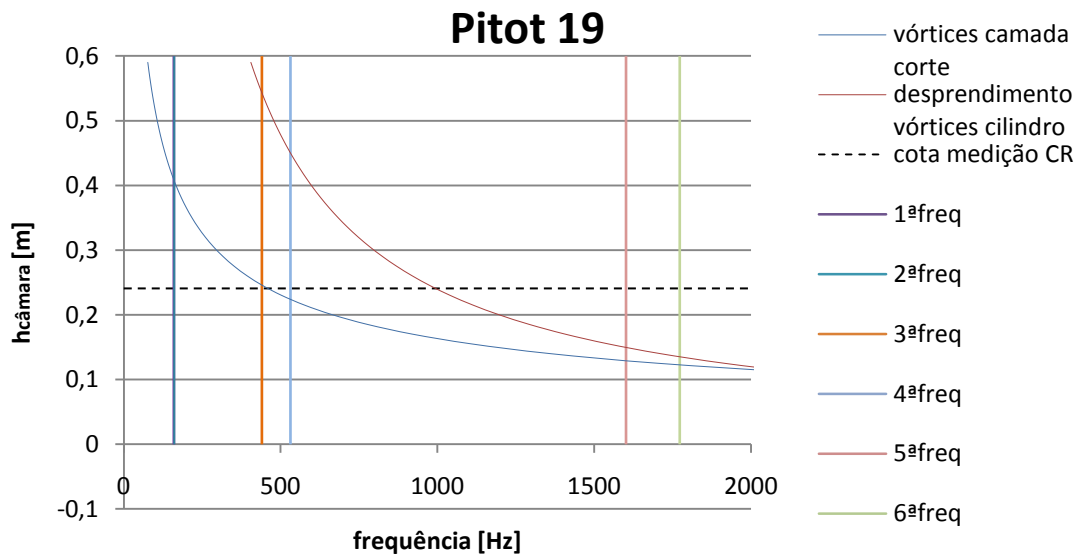


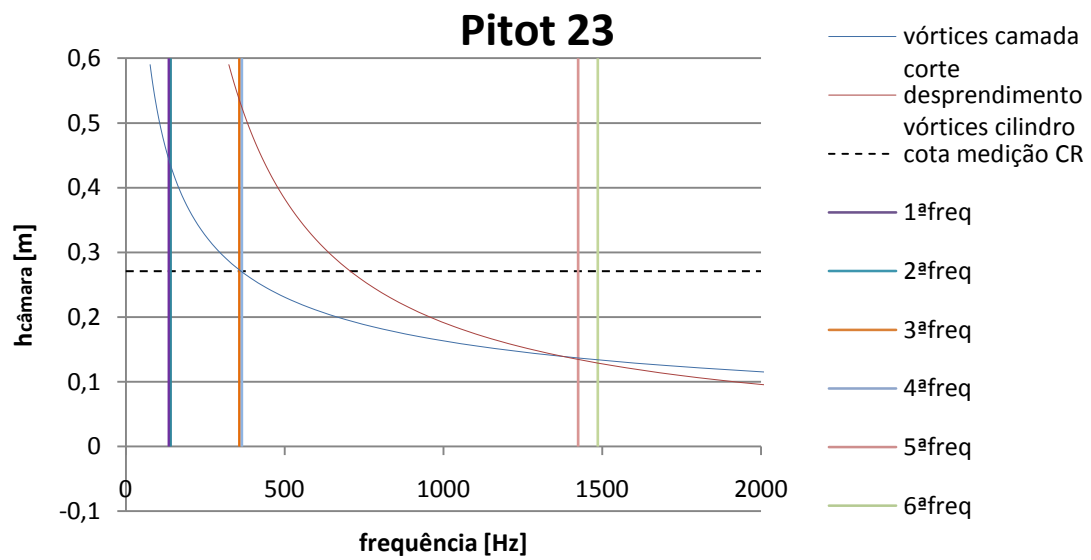
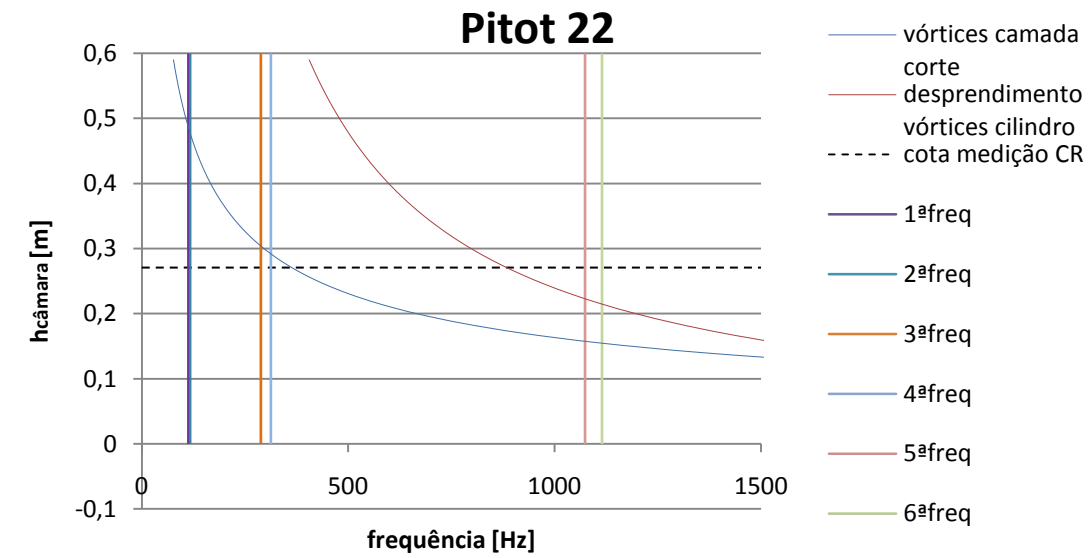












## Bibliografia

- Abramovich, G. N. (1963). *The Theory of Turbulent Jets*. Massachusetts: The M.I.T. Press.
- Bryer, D. W., & Pankhurst, R. C. (1971). *Pressure-Probe Methods for Determining Wind Speed and Flow Direction*. Her Majesty's Stationery Office, National Physical Laboratory.
- Delacroix, F. "The Flameless Oxidation Mode": an Efficient Combustion Device Leading also to very low NOX Emission Levels. Plenary Session - Producing More With Less: Efficiency in Power Generation.
- Durtz, F. (2008). *Fluid Mechanics - an Introduction to the Theory of Fluid Flows*. Springer.
- El-Mahallawy, F., & Habik, S. E.-D. (2002). *Fundamentals and Technology of Combustion*. Elsevier.
- Fondse, H., Leijdens, H., & Ooms, G. (1983). *On the Influence of the Exit Conditions on the Entrainment Rate in the Development Region of a Free, Round, Turbulent Jet*. Delft University of Technology: Martinus Nijhoff Publishers.
- Glassman, I., & Yetter, R. A. (2008). *Combustion* (4ª ed.). Elsevier.
- Klopfenstein Jr., R. (1998). *Air Velocity and Flow Measurement using a Pitot Tube*. Elsevier.
- Kundu, P. K., & Cohen, I. M. (2002). *Fluid Mechanics* (2ª ed.). Academic Press (Elsevier).
- Oliveira, L. A., & António, L. G. (2007). *Mecânica dos Fluidos* (2ª ed.). ETEP Edições.
- Ranga, K. G., Porey, P. D., & Asawa, G. L. (1996). *Displacement Effect in Pitot Tube Measurements in Shear Flows*. Elsevier.
- Vaz, D. C. (2007). *Towards the Application of Flameless Combustion to Micro Gas Turbines*. Lisboa: Dissertação apresentada para obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica, na especialidade de Termodinâmica, pela Universidade Nova de Lisboa, Faculdade de Ciências e Tecnologia.
- Warnatz, J., Maas, V., & Dibble, R. W. (2006). *Combustion - Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation Experiments, Pollutant Formation* (3ª ed.). Springer.
- Wecel, D., Chmielniak, T., & Kotowicz, J. (2008). *Experimental and Numerical Investigations of the Averaging Pitot Tube and Analysis of Installation Effects on the Flow Coefficient*. Elsevier.
- White, F. M. (1999). *Fluid Mechanics* (4ª ed.). Singapura: McGraw-Hill International Editions.
- Wünning, J. A., & Wünning, J. G. (1997). *Flameless Oxidation to Reduce Thermal-NO Formation*. Progress in Energy and Combustion Science, 23, 81-94.